

Quantitative Untersuchungen zur Zylinderinnenströmung, Gasphasentemperatur und frühen Flammenausbreitung mittels bildgebender Messtechniken

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften,
Abteilung Maschinenbau und Verfahrenstechnik der
Universität Duisburg-Essen
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Ingenieurwissenschaften

Dr.-Ing.

genehmigte Dissertation
von

Martin Schild
aus
Duisburg

Referent: Prof. Dr. Sebastian Kaiser
Korreferent: Prof. Dr. Christof Schulz
Tag der mündlichen Prüfung: 16.03.2016

Zusammenfassung

Optische in-situ Messtechniken ermöglichen eine berührungsfreie räumliche und zeitliche Analyse der hoch instationären Vorgänge in Verbrennungsmotoren. Abbildende innermotorische Messungen von Strömungsgeschwindigkeiten, Gasphasentemperaturfluktuationen und Flammenausbreitung sind Schwerpunkt dieser Arbeit. In einem optisch zugänglichen Einzylinder-Ottomotor wurden die für den Wandwärmeübergang und die Selbstzündkinetik wichtigen vektoriellen und wandnahen skalaren Größen hochaufgelöst und quantitativ abgebildet. Zusätzlich wurde in Experimenten der Einfluss zyklischer Schwankungen auf die frühe Flammenausbreitung untersucht, sowie die Interaktion der Flammenfront mit dem Feuerstegvolumen analysiert. Als orts aufgelöste quantitative Messtechniken wurden Particle Image Velocimetry (PIV) und laserinduzierte Tracerfluoreszenz (Tracer-LIF) eingesetzt. Für die Visualisierung der Zündung und der frühen und späten Flammenausbreitung wurde das Eigenleuchten der Verbrennung bei kHz-Raten detektiert. Der Großteil der experimentell gewonnenen Datensätze floss in die Validierung von Grobstruktursimulationen (LES) bei verschiedenen Projektpartnern ein, deren Ergebnisse hier zusammenfassend dargestellt sind.

Neben den Untersuchungen am optisch zugänglichen Verbrennungsmotor wurden weitere Strömungsmessungen an einem stationär durchströmten Zylinderkopf mit gleicher Geometrie durchgeführt. Der Fokus dieser Experimente lag dabei auf einer systematischen Analyse der Einlassströmung. Die lokale Strömungsablösung am Einlassventil und Ventilsplatt sowie die nachfolgende Ausbildung (teil)kohärenter Strömungsstrukturen im Zylinder wurden dabei mithilfe räumlich hochauflösender PIV bei unterschiedlichen Einlassrandbedingungen untersucht.

Abstract

Non-intrusive optical in-situ diagnostics enable detailed analysis of the unsteady processes in internal combustion engines. The focus of this work were two-dimensional measurements of flow velocities, gas-temperature fluctuations, and flame propagation in an IC engine. The quantities relevant for wall-heat transfer and auto ignition were imaged with high resolution in an optically accessible single-cylinder spark-ignited engine. Also, the impact of cyclic variability on early flame propagation was studied, as well as the interaction of the flame front with the top-land crevice volume. Particle image velocimetry (PIV) and laser-induced tracer fluorescence (tracer-LIF) were applied for quantitative two-dimensional measurements. For the visualization of ignition and early and late flame propagation, chemiluminescence was imaged at kHz rates. The majority of the recorded datasets was used to validate large-eddy simulations (LES) of collaborators, whose results are briefly summarized for reference.

In addition to the investigations in the optically accessible IC engine, further flow measurements were carried out in a cylinder head with the same geometry on a flow bench. The focus of these experiments was on a systematic analysis of intake flow. The local flow separation at the intake valve and the valve gap as well as the subsequent formation of semi-coherent flow structures in the cylinder were studied for a range of intake conditions using high-resolution two-component PIV.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung.....	1
2	Der Ottomotor.....	4
2.1	Einlass- und Zylinderinnenströmung.....	4
2.1.1	Strömungsmechanische Erhaltungsgleichungen.....	6
2.1.2	Das turbulente Energiespektrum.....	8
2.1.3	Ausbildung von Turbulenz im Brennraum.....	11
2.2	Gemischbildung.....	14
2.3	Zündung.....	16
2.4	Verbrennung.....	18
2.5	Zyklische Schwankungen im Ottomotor.....	21
3	Wechselwirkungen zwischen Licht und Materie.....	24
3.1	Eigenleuchten.....	24
3.2	Elastische Streuung.....	24
3.3	Inelastische Streuung.....	27
3.4	Lumineszenz.....	27
3.4.1	Laserinduzierte Fluoreszenz.....	27
3.5	Lichtabschwächung.....	36
3.6	Laserlichtquellen.....	36
3.6.1	Excimerlaser.....	36
3.6.2	Festkörperlaser.....	37
3.7	Detektoren.....	38
3.7.1	CCD-Sensoren.....	38
3.7.2	ICCD.....	39
3.7.3	CMOS-Sensoren.....	39
4	Optische Diagnostik in Verbrennungsmotoren.....	41
4.1	Optische Zugänge in Verbrennungsmotoren.....	41
4.1.1	Lichtleiter.....	42
4.1.2	Endoskope.....	43
4.1.3	Großflächige Glaskomponenten.....	45
4.2	Particle Image Velocimetry (PIV).....	47
4.2.1	Partikel.....	50
4.2.2	Lichtquellen.....	53
4.2.3	Kamerasysteme.....	53
4.3	Toluol-Thermometrie.....	54
4.3.1	Ein-Farben-Detektion.....	54

4.3.2	Zwei-Farben-Detektion	55
4.4	Flammeneigenleuchten	56
4.5	Methoden der statistischen Datenauswertung	57
4.5.1	Mittelwerte und Standardabweichungen	58
4.5.2	Proper Orthogonal Decomposition	58
5	Zylinderinnenströmung	62
5.1	Strömungsuntersuchungen am optischen Einzylinder	62
5.1.1	Einlass- und Verdichtungsphase	64
5.1.2	Drehzahlvariation	75
5.2	Detaillierte Untersuchungen zur Einlaufströmung	83
5.2.1	Der stationäre Strömungsprüfstand	84
5.2.2	Experimenteller Aufbau	85
5.2.3	Geschwindigkeitsmessungen	88
5.2.4	Strömungsablösung am Ventiltellerrand	111
5.2.5	Grobstruktursimulation zum Einlassströmung	113
5.2.6	Zusammenfassung und Schlussfolgerung	114
5.3	Das transparente Einlassventil	115
5.3.1	Zusammenfassung und Schlussfolgerung	127
6	Innermotorische Temperaturmessungen	129
6.1	Thermische Charakterisierung der Selbstzündung	129
6.1.1	Innermotorische Messung der Gasphasentemperaturfluktuationen durch Toluol-Ein-Farben-Thermometrie	130
6.1.2	Toluol-Thermometrie	131
6.1.3	Versuchsträger und Betriebsbedingungen	132
6.1.4	Datenauswertung und Temperaturkalibrierung	134
6.1.5	Messunsicherheiten	136
6.1.6	Ergebnisse und Diskussion	137
6.1.7	Breite der thermischen Stratifizierung	140
6.1.8	Zusammenfassung und Schlussfolgerung	141
6.2	Innermotorische Wandtemperaturmessungen am Auslassventil mit thermographischen Phosphoren	142
6.2.1	Experiment	142
6.2.2	Messungen unter geschleppten und gefeuerten Betriebsbedingungen	143
6.2.3	Zusammenfassung	146
7	Visualisierung der Flammenausbreitung	147
7.1	Frühe Flammenausbreitung	149
7.1.1	Morphologische Bildanalyse	150

7.1.2	Zusammenfassung und Schlussfolgerung	156
7.2	Späte Flammenausbreitung	157
7.2.1	Messung der späten Flammenausbreitung.....	159
7.2.2	Zusammenfassung und Schlussfolgerungen.....	163
8	Ausblick	165
9	Zusammenfassung.....	168

Akronyme

°KW	Grad Kurbelwellenwinkel
AGR	Abgasrückführung
AÖ / AS	Auslass öffnet / schließt
APS	Active pixel sensor
BP	Bandpass
CAD	Computer-aided design
CAI	Controlled auto-ignition
CARS	Coherent anti-Stokes Raman Spectroscopy
CCD	Charge-coupled device
CEM	Controlled evaporation and mixing
CFD	Computational fluid dynamics
CMOS	Complementary metal-oxide-semiconductor
COV	Coefficient of variations (Schwankungskoeffizient)
CW	Continuous wave
DEHS	Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat
DI	Direkteinspritzung
EÖ / ES	Einlass öffnet / schließt
FFT	Fast Fourier Transformation
FWHM	Full width at half maximum
HCCI	Homogeneous charge compression ignition
IC	Internal conversion
IRO	Intensified relay optics
ISC	Inter system crossing
IT	Interline transfer
KrF*	Krypton Fluorid Excimerlaser
LDA	Laser-Doppler Anemometrie
LES	Large Eddy Simulation
LIF	Laserinduzierte Fluoreszenz
LII	Laserinduzierte Inkandeszenz
LP	Langpass
MOS	Metal oxide semiconductor
Nd:YAG	Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat
OEM	Original equipment manufacturer
OT	Oberer Totpunkt
PGV	Plexiglasventil
PIV	Particle image velocimetry

PLIF	Planare laserinduzierte Fluoreszenz
POD	Proper orthogonal decomposition
PPS	Passive pixel sensor
UHC	Unburnt hydrocarbons
n. ZZP	Nach Zündung

Dimensionslose Kennzahlen

Nu	Nußelt-Zahl
Pe	Péclet-Zahl
Re	Reynolds-Zahl
Sr	Strouhal-Zahl
We	Weber-Zahl

Griechische Symbole

α	Durchflusskennzahl	-
α	Wärmeübergangskoeffizient	W/m ² K
$\alpha, \beta, \theta, \phi$	Winkel	°
β	Abbildungsmaßstab	-
ε	Mittlere Energiedissipationsrate pro Masseneinheit	m ² /s ³
η	Detektionseffizienz des Kamerasystems	-
η	Kolmogorov-Längenskala	L
θ	Brewster-Winkel	°
κ	Isentropenexponent	-
λ	Wärmeleitfähigkeit des Gases	W/m K
λ	Luftverhältnis	-
λ_g	Taylorlängenskala	L
λ_m	Eigenwert der m-ten Mode	-
μ	Dynamische Viskosität	Pa s
ν	Frequenz	Hz
ν	Kinematische Viskosität	m ² /s
ν_η	Kolmogorov-Geschwindigkeitsskala	m/s
ρ	Dichte	kg/m ³
σ	Spannung	N/m
σ	Absorptionsquerschnitt	m ²
τ	Relaxationszeit, Lebensdauer	S
τ_η	Kolmogorov-Zeitskala	S

ϑ	Turbulenzintensität	m/s
ϕ	Fluoreszenzquantenausbeute	-
φ	Basisfunktion der Mode	-
Ω	Raumwinkel	Sr

Indizes

i	Laufindex
i, j	Indizes der Interrogationsfester (PIV)
k	Nummer des Einzelzyklus
K	Gesamtzyklenanzahl
m	Mode
M	Gesamtanzahl an Moden
θ	Kurbelwellenwinkel

Lateinische Symbole

a, g	Beschleunigung der Strömung	m/s ²
A	Fläche	m ²
A, B	Einsteinkoeffizient	m ³ /Js ²
c	Lichtgeschwindigkeit	m/s
c_s	Streuquerschnitt	m ²
d	Durchmesser	m
E	Energie	J
$E(k)$	Spektrale Energiedichte	J/m ³
f	Ablösefrequenz	Hz
f	Brennweite	M
$f_{\#}$	Blendenzahl	-
h	Planck'sches Wirkungsquantum	J s
I	Stromstärke	A
I, I'	Signalintensitäten erster und zweiter Bildbereich	-
I	Lichtintensität	W/Ω
k	Wellenzahl	1/m
ke	Kinetischer Energieanteil	-
KE	Massenbezogene kinetische Energie	J
K_{SV}	Stern-Volmer-Koeffizient	-
l, L, s	Länge	m
m	Masse	kg

\dot{m}	Massenstrom	kg/s
n	Brechungsindex	-
n	Drehzahl	1/s
n	Teilchenzahldichte	1/m ³
N	Besetzungszahl	-
p	Druck	Pa
P_s	Streuleistung	W
\dot{Q}	Wärmestrom	W
r	Radius	m
R	Reflexionsgrad	-
R^2	Bestimmtheitsmaß	-
s, u, v, w	Geschwindigkeit	m/s
t	Zeit	s
T	Temperatur	K
U	Spannung	V

Notation

\bar{a}'^2	Varianz von a
$a^{(k)}$	a der Mode k
$\langle a \rangle$	Ensemblemittelwert
$\ a\ $	L^2 -Norm (Lesbesgue-Raum)
\bar{a}	Räumlicher Mittelwert von a
\vec{a}	Vektor
\dot{a}	Fluss pro Zeiteinheit
φ_a	Basisfunktion der Mode
Δ	Differenz
a'	Schwankungsanteil, Fluktuation der Komponente a
μ	x -Komponente von φ
ν	y -Komponente von φ
σ	Standardabweichung

1 Einleitung

Die Erfindung des fremdgezündeten Verbrennungsmotors durch Nikolaus August Otto im Jahre 1876 veränderte das Leben der nachfolgenden Generationen grundlegend und prägt auch heute noch unser modernes Grundverständnis von flexibler Mobilität [1]. Der durch die Entwicklung des Ottomotors eingeleitete Wandel im Personenverkehr und Warentransport führte zu weitreichenden gesellschaftlichen und sozialen Entwicklungen. Neben dem wirtschaftlichen Aufschwung, den die Automotorisierung für die Bevölkerung erbrachte, rückten nun zusehends damit verknüpfte Probleme in den Fokus der Öffentlichkeit. Die stetig steigenden Kraftfahrzeugzulassungszahlen und die damit einhergehende Erhöhung der Verkehrsdichte führten gerade in den industrialisierten Ballungsgebieten zu einer Verschärfung der seither großen Emissionsproblematik. Die erste einheitliche Abgasgesetzgebung innerhalb der Europäischen Gemeinschaft erfolgte im Jahr 1970 [2] und reglementierte die Rohemissionen an Kohlenmonoxid und Kohlenwasserstoffen. Global führte die Ölkrise in den 1970er Jahren zu explodierenden Rohstoffpreisen. Die dadurch geschaffene gesellschaftliche Sensibilisierung gegenüber fossilen Energieträgern und deren Begrenztheit, führte folgend zu einer öffentlichen Diskussion. Motiviert durch die ökologischen Aspekte einer verbesserten Luft- und damit Lebensqualität sowie getrieben durch das ökonomische Bestreben eines effizienteren Umgangs mit den endlichen fossilen Rohstoffreserven, traten weitere Restriktionen bzgl. des Ausstoßes von Stickoxiden im Jahr 1976 in Kraft [3]. Ergänzt wurde diese Richtlinie im Jahre 1988 durch einen Zusatz, der die Feinstaubkonzentrationen und den Partikelaustritt limitierte [4]. Der nicht zuletzt im Treibhauseffekt begründete und über die Politik forcierte umweltbewusstere Umgang mit fossilen Brennstoffen, führte in den letzten Jahrzehnten gesellschaftlich zu einem verantwortungsvolleren Einsatz fossiler Energieträger. Das öffentliche Verlangen nach kraftstoffsparenden Automobilen sowie die Festlegung verbindlicher Zielwerte für den Ausstoß von Treibhausgasen, durch die Industrieländer, im Rahmen des Kyoto-Protokolls [5, 6], zwangen auch die Hersteller zum Handeln. Die Vorgaben bezüglich des Flottenverbrauchs und der Emissionsgrenzwerte von Kraftfahrzeugen erforderten fortan eine kontinuierliche und intensive Weiterentwicklung des Verbrennungsmotors und der daran gekoppelten Nebenaggregate. So wird, durch die seit dem 1. September 2014 geltende Euro 6 Abgasnorm für Personenkraftwagen mit Ottomotor, der Stickstoffausstoß auf 0,06 g/km, die Kohlenmonoxidemission auf 1 g/km und der Ausstoß an unverbrannten Kohlenwasserstoffen auf 0,1 g/km reglementiert [7].

Für die Einhaltung zukünftiger Verbrauchs- und Emissionsgrenzwerte von Personenkraftwagen und Nutzfahrzeugen mussten im Laufe der letzten Jahre große Forschungs- und Entwicklungsanstrengungen aufgebracht werden [8]. Neben der Weiterentwicklung konventioneller innermotorischer Maßnahmen flossen erhebliche Anstrengungen in die Verbesserung moderner Magerbrennverfahren wie die Benzinselbstzündung [9]. Die Entdrosselung sowie Erweiterung des Teillastbereichs und die damit verbundene Verbrauchsreduzierung stehen im Fokus der Optimierung dieser Betriebsstrategie. Die Kontrolle von Zündzeitpunkt und Druckanstieg führen bei deren Implementierung jedoch noch immer zu Schwierigkeiten, die sich in einer hohen Anfälligkeit gegenüber zyklischen Schwankungen äußert [10]. Zurzeit geht der Trend zudem zum sogenannten Downsizing von Verbrennungsmotoren [11]. Die Verkleinerung des Hubvolumens, beispielsweise durch Wegfall eines Zylinders, sorgt dabei für eine Abnahme an Reibleistung. Die aus dem Verlust des Hubvolumens resultierenden Leistungseinbußen werden über eine Erhöhung des Einlassdruckes z.B. mittels Abgasturbolader kompensiert. Trotz des bereits beachtlichen Erfolgs bei der Minderung von Kohlendioxid- und Stickoxidemissionen bieten diese Techniken gerade in Bezug auf Zyklusschwankungen auch zukünftig enormes Verbesserungspotential. Die Reduktion irregulärer Verbrennungsphänomene (Vorentflammungen, Klopfen) sowie die Optimierung der Verbrennung bis zum Brennende sind dabei zudem von entscheidender Bedeutung [12].

Prozessbedingt kommt es während der Gemischbildung und Gemischaufbereitung zu turbulenten Interaktionen zwischen angesaugter Frischluft und eingespritztem Kraftstoff, die im Zylinderinneren zu komplexen Mischungsvorgängen führen. Der effiziente Einsatz von Kraftstoff hängt in hohem Maße von der exakten Kon-

trolle der komplexen Mischungsprozesse vor der Zündung ab. Die genaue Kenntnis der Strömungsbedingungen, der Kraftstoffverteilung bzw. des Durchmischungsgrades sowie der Temperaturverteilung im Brennraum sind hier Grundvoraussetzung für eine steuerbare und damit reproduzierbare Verbrennung.

Optisch zugängliche Verbrennungsmotoren sind in diesem Zusammenhang als Schlüsseltechnologie anzuführen. Der Einsatz spezialisierter Endoskope oder gar der Austausch einzelner großflächiger Metallbauteile (Zylinder, Kolbenboden) durch Glaskomponenten ermöglicht dabei die Visualisierung des Gesamtprozesses und erlaubt damit eine detaillierte Analyse der Verbrennung. Zur Quantifizierung der Zielgrößen werden berührungsfreie in-situ Messtechniken eingesetzt, die in der Lage sind, die höchst transienten innermotorischen Prozesse mit einer hohen räumlichen oder zeitlichen Auflösung zu erfassen, ohne aktiv den Prozess zu beeinflussen. Da die eingesetzten Messverfahren oft jedoch selbst vor der Anwendung im Motor noch nicht vollständig ausgereift sowie beschrieben sind, stellt der Übertrag der genutzten Messtechniken auf die raue Umgebung eines Verbrennungsmotors bereits eine Herausforderung dar. Infolge der sich stetig verschärfenden innermotorischen Randbedingungen (bspw. Druckanstieg, Spitzendruck und Gastemperatur) durch den Einsatz moderner hochaufgeladener Brennverfahren, ist die kontinuierliche Weiterentwicklung bildgebender Messverfahren ebenfalls unabdingbar. Die Charakterisierung der Messgenauigkeit und der Messpräzision ist zudem für die Quantifizierung belastbarer Versuchsergebnisse wichtig, da die Messdaten auch der Validierung neuartiger CFD-Simulationsansätze dienen.

Innerhalb des aufgezeigten Gesamtkontextes liegt der Fokus dieser Arbeit auf der quantitativen Messung und statistischen Auswertung der aufgeführten Größen durch abbildende innermotorische Messungen während der Gemischbildungs- und Kompressionsphase in einem optisch zugänglichen Forschungsmotor. Zur Quantifizierung der Zielgrößen werden dabei bildgebende laserbasierte Messverfahren eingesetzt. Mithilfe von Particle Image Velocimetry (PIV) an Öltröpfen soll zunächst die Ausbildung des Geschwindigkeitsfeldes im Zylinder untersucht werden. Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) an organischen Kraftstoffkomponenten (Toluol als Bestandteil eines Modellkraftstoffes) wird im Anschluss in der gleichen Messebene zur detaillierten Untersuchungen von Gasphasentemperaturfluktuationen genutzt. Die kurbelwellenwinkel aufgelöste Detektion des Flammeneigenleuchtens soll ferner dazu verwendet werden räumliche Varianzen innerhalb der Flammenfrontausbildung zu visualisieren und deren Auswirkungen auf die Verbrennung mit simultan indizierten Druckdaten zu korrelieren. Die akkumulierte Datenbasis dient der systematischen Analyse der Ursächlichkeit zyklischer Schwankungen und soll zudem in die Validierung zyklusaufauflösender Grobstruktursimulationsansätze (LES) miteinfließen (z.B. als Randbedingungen).

Die Zylinderinnenströmung ist fundamental für den Stoff- und Wärmetransport sowie die Durchmischung im Zylinder und stellt in diesem Zusammenhang das Bindeglied zur numerischen Simulation dar. Damit ein Vergleich zwischen Experiment und Simulation aber überhaupt aussagekräftig wird, müssen potentielle Quellen von Messfehlern aufgespürt und dokumentiert werden [12]. Zudem ist die exakte Kenntnis der Randbedingungen für akkurate Simulationen essentiell. Im ersten Schritt werden phasenkoppelte PIV-Messungen am optischen Motor durchgeführt, um das Geschwindigkeitsfeld sowie Schwankungsniveau in der mittleren Hauptströmungsebene zu bestimmen. Durch anknüpfende detailliertere Strömungsuntersuchungen zum Einlaufverhalten der Frischluft in den Zylinder wird weiterführend eine exaktere Charakterisierung des Geschwindigkeitsfeldes während des Einlasstaktes durchgeführt. Um die Einlaufströmung von der transienten Kolbenbewegung zu entkoppeln, werden die Experimente anschließend auf einen stationären Strömungsprüfstand verschoben. Über die räumlich hochauflösende Messung einzelner Strömungscharakteristika ist somit eine gezieltere und präzisere Analyse ventilt naher Strömungseffekte möglich. Die Strömungseinschnürung im Ventilsplatt, die spätere Ablösung der gerichteten Einlaufströmung sowie die räumliche Ausbildung großskaliger Wirbelstrukturen im Brennraum stehen hier im Mittelpunkt. Die Messungen sollen exaktere Aufschlüsse über die Entstehung räumlich und zeitlich stochastisch wiederkehrende kohärente Strömungsstrukturen in Bezug auf einlassinduzierte Strömungs- bzw. Zyklenschwankungen liefern. Die hohe räumliche Auflösung im Ein-

zelschuss fließt in die Validierung einer parallel gerechneten LES ein, um dort die Genauigkeit der eingebetteten Feinstrukturmodelle zu überprüfen und ggf. zu verbessern. Die Grobstruktursimulation führt im Bestfall zu einer Rückkopplung bzw. zu Synergieeffekten, die anschließend sowohl in die Optimierung der numerischen Berechnungsmethodik als auch in die Verbesserung des experimentellen Aufbaus und Detektionsstrategie miteinfließen.

Skalare Inhomogenitäten in der Gemischbildung und Kompression sind in Bezug auf die Simulation von doppeltem Interesse: Zum einen als Ergebnis der Grobstruktursimulation und ihrer Submodelle, zum anderen als Eingangsgrößen für die Zünd- und Verbrennungschemie. Deshalb sind hochpräzise Messungen der instantanen Temperaturfluktuationen im Verdichtungsstakt wichtig [12]. Anknüpfend an die Strömungsmessungen wird aus diesem Grund die skalare Gemischbildung in der zuvor durch PIV charakterisierten zentralen Strömungsebene näher untersucht. Die hier angestrebten Messungen mittels Tracer-Thermometrie dienen der Quantifizierung relativer Gasphasentemperaturfluktuationen in der Kompressionsphase. Die mithilfe von Tracer-LIF Verfahren durchzuführenden Temperaturmessungen werden eingesetzt, um das Niveau der thermischen Stratifizierung im Brennraum mit einer hohen räumlichen Messpräzision zu bestimmen.

Des Weiteren wird im Rahmen einer Messkampagne mit dem Fachgebiet für Reaktive Strömungen der technischen Universität Darmstadt am gleichen Aggregat die Oberflächentemperatur am Auslassventil bestimmt. Der Einsatz eines für motorische Anwendungen ausgewählten, thermographischen Phosphors ermöglicht die Analyse der lokalen Temperaturhistorie über den gesamten Viertaktprozess. Diese Messungen zur Oberflächentemperatur werden dabei von den Projektpartnern aus Darmstadt durchgeführt, die Adaption des Messaufbaus, die prüfstandseitige Datenerfassung und Steuerung des Einzylinderaggregats hingegen vom Institut für Verbrennung und Gasdynamik.

Da zyklische Schwankungen eine ernste Beschränkung für effizienzsteigernde Maßnahmen wie Schichtladung und Downsizing darstellen, sollen Auswirkungen der Zylinderinnenströmung auf die frühe Flammenausbreitung genauer untersucht werden [12]. Gerade die frühe Phase der Verbrennung hat maßgeblichen Einfluss auf die Effizienz des gesamten Zyklus und besitzt daher auch innerhalb der Simulation einen hohen Stellenwert. Zur kurbelwellenwinkel aufgelösten Visualisierung des Flammenfortschritts nach Fremdzündung, wird das Eigenleuchten der Verbrennung mithilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera detektiert. Über eine geeignete Segmentierungsstrategie werden die Bilddaten binarisiert und über die bekannte Detektionsrate eine Flammenausbreitungsgeschwindigkeit bestimmt. Eine Berechnung der turbulenten Flammenausbreitungsgeschwindigkeit mithilfe der bei ähnlichen Betriebsbedingungen detektierten Strömungsfelder, dient als Referenz zur Flammenfrontvisualisierung und soll zudem Aufschluss über die Qualität des Auswerteprozesses liefern. Eine Synchronisation von Ausbreitungsgeschwindigkeit und Brennverlauf soll ferner aufzeigen, ob auch hier die bereits in der Literatur aufgezeigte Korrelation abgebildet werden kann [13].

Aufgrund der Glasbauteile verfügen optisch zugängliche Einzylinder-Forschungsmotoren über von Serienmotoren abweichende Laufspiele. Am Kolben ergibt sich dadurch ein Feuerstegvolumen, das das von Serienaggregaten um ein Vielfaches übersteigt. Messungen zum späten Verbrennungsfortschritt im Zylinder sollen abschließend aufzeigen, wie Flammenfront und Spaltvolumen interagieren.

2 Der Ottomotor

Ottomotoren zeichnen sich durch Fremdzündung, meist über eine Zündkerze, aus. Der erforderliche Leistungsbedarf wird klassischerweise über die Menge der eingebrachten Brennstoff-Luft-Mischung (quantitative Leistungsregelung) mithilfe von Drosselorganen (Drosselklappe oder Einlassventile) reguliert [1, 11, 14, 15].

Trotz der kontrollierten Entflammung über eine Zündkerze kommt es zu stochastischen Fluktuationen in der Umsatzrate aufeinanderfolgender Arbeitsspiele, sogenannten zyklischen Schwankungen [1, 8, 16-20]. Abbildung 2.1 illustriert die typischen zyklischen Schwankungen im Druckverlauf eines Ottomotors.

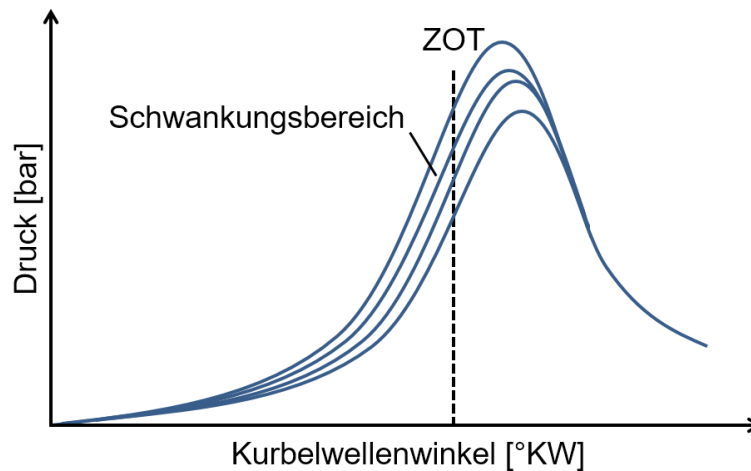


Abbildung 2.1: Zyklische Schwankungen im Zylinderdruckverlauf eines Ottomotors [21].

Die Schwankungen im Druckverlauf sind gerade für die ottomotorische Verbrennung charakteristisch, aber nur in Grenzen tolerabel [15]. Die Reduzierung zyklischer Schwankungen stellt somit ein grundlegendes Entwicklungsziel der ottomotorischen Verbrennung, gerade im Hinblick auf die Reduzierung des spezifischen Verbrauchs und die Emissionen unverbrannter Kohlenwasserstoffe, dar [22]. Die Ursachen zyklischer Schwankungen erstrecken sich über den gesamten Viertaktprozess und hängen von einer Vielzahl von Einflussfaktoren ab, auf die im Folgenden detailliert eingegangen wird.

2.1 Einlass- und Zylinderinnenströmung

Das Einstömen des Frischgases in den Zylinder und die daraus resultierende Bewegung des Ladungsgemisches in der Kompressionsphase haben entscheidenden Einfluss auf die Verbrennung. Das Verständnis der im Zylinder ablaufenden Mischungs- und Transportvorgänge ist daher essentiell für die Kontrolle der ottomotorischen Betriebsstabilität. Die Ladungsbewegung und deren Turbulenzcharakteristik sind von großer Bedeutung für die Verbrennung und das Niveau der auftretenden Zyklenschwankungen im Druckverlauf.

Die Ausbildung des Strömungsfeldes wird durch den Einlasstakt initiiert und durch die Kolbenbewegung in der Kompression substanziell reorganisiert [23]. Aufgrund der Querschnittsverengung am Einlassventil kommt es im Ventilsplatt zu einer starken Beschleunigung der Ansaugluft und zu einer Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit. Die axialen sowie radialen Geschwindigkeitskomponenten des sich ausbildende konischen Einlassjets können hier um den Faktor zehn höher liegen als die mittlere Kolbengeschwindigkeit [1]. Der während der Ventilöffnungsdauer eingebrachte Impuls ist als Energiequelle für den nachfolgenden Mischungsprozess zu sehen. Der Eintrag an kinetischer Energie ist Ausgangspunkt der sich frühzeitig ausbildenden großskaligen Ladungsbewegung [24].

Beim Eintritt in den Zylinder kommt es am Ventilsitz und der Ventilkontur zur Strömungsablösung. Es entstehen Scherschichten mit hohen Geschwindigkeitsgradienten, die Turbulenz generieren und zu kleineren Rezirkulationsgebieten unterhalb des Ventiltellers führen [1]. Die Interaktion, zwischen dem sich beim Einströmen ausbildenden Jet und der Zylinderwand sowie dem Kolben, induziert eine großskalige Ladungsbewegung im gesamten Brennraumvolumen. Die resultierenden Wirbelstrukturen hängen dabei stark vom Betriebszustand, der Einlassgeometrie und der Ventilanordnung im Zylinderkopf ab [1].

Allgemein unterscheidet man bei einer Fluidbewegung zwischen einer gerichteten und einer ungerichteten Strömung. Als „gerichtet“ werden dabei Strömungen bezeichnet, die über eine hohe Positionsstabilität verfügen. Diese Strömungen besitzen einen hohen Impuls, der beim Einströmen in den Brennraum zu einer ortsstabilen Ausbildung führt. Eine Beeinflussung des Strömungsfeldes lässt sich somit gezielt über eine geometrische Anpassung der Strömungsführung am Einlass und dem Zylinder realisieren. Die makroskopischen Strömungsstrukturen lassen sich dabei anhand der Rotationsachse unterteilen. Bewegt sich die Strömung im Zylinder um eine horizontale Drehachse spricht man von einer Walzen- bzw. Tumbleströmung, bei einer vertikalen Rotationsachse spricht man hingegen von einer Drall- bzw. Swirlströmung. Abbildung 2.2 zeigt einen Horizontalschnitt durch einen Wirbelring unterhalb des Einlassventils. Die großskalige Wirbelstruktur bildet sich durch Umlenkung des Fluids am Einlassventil, Zylinder und Kolben aus.



Abbildung 2.2: Großskalige durch die Einlaufströmung induzierte Wirbelstrukturen am Einlassventil, gemessen an einem Wasseranalog [25].

Ottomotoren werden wegen der ausgeprägten Walzenströmungen konstruktiv meist mit einem Dachbrennraum zur Strömungsstabilisation ausgestattet. Die Struktur legt sich beim Einströmen infolge der Dachbrennraumgeometrie an diese an und rotiert um die Querachse bis in den Verdichtungstakt. Damit sich die Walzenbewegung überhaupt ausbilden kann, wird ein Großteil der Ansaugluft während des Einlassvorganges über den oberen Teil des Ventiltellers gelenkt. Aufgrund der aufgeprägten Querschnittsverengung kommt es dort zu einer starken Beschleunigung der Strömung und letztlich zu einem höheren Eintrag an kinetische Strömungsenergie in den Brennraum. Die Tumbleströmung wirkt sich damit positiv auf den Mischungsprozess aus und führt somit zu einer schnelleren Gemischhomogenisierung. Praktisch wird die Luftführung über den Einsatz verstellbarer Klappen, fester Luftleitbleche oder der Maskierung des Ventilsitzes realisiert. Durch den Einsatz einer variablen Luftführung sowie verstellbarer Steuerzeiten und Einlassventilhübe kann die Position der großskaligen Ladungsbewegung während des Betriebs angepasst und auf den Lastzustand optimiert werden [26].

Die gerichteten makroskopischen Strömungsstrukturen überstehen meist den kompletten Ansaugtakt, bevor sie im Verdichtungstakt zu dreidimensionalen kleinskaligeren Strukturen zerfallen [27]. Rezirkulierende Strömungen dieser Art verhalten sich recht empfindlich gegenüber kleinen Variationen in der Strömung, wodurch

sich zwangsläufig eine hohe Sensitivität gegenüber zyklischen Schwankungen ergibt [28]. Bei direkteinspritzenden Ottomotoren kommt es durch die Einspritzung zu einem zusätzlichen Impulseintrag, der die Strömungsstrukturen zusätzlich beeinflusst.

Während der Verdichtungsphase wird die Zylinderinnenströmung zunehmend durch die Kolbenbewegung dominiert und dadurch essentiell reorganisiert. Durch die Bewegung wird am Ringspalt zudem eine Walzenströmung induziert, die sich zentrisch in den Brennraum ausbildet [29, 30]. Aufgrund der ansteigenden thermodynamischen Zustandsgrößen (p , T) durch die Kompression, nimmt die kinematische Viskosität des Ladungsgemisches in Richtung des OTs ab (um den Faktor vier bei einem Kompressionsverhältnis von acht [1]). Dies führt in der Verdichtung zu einer Überschreitung der kritischen Reynolds-Zahl (s. Formel 2.7) und damit zum Übergang der Strömung in das turbulente Regime.

Durch Kolbendesigns mit Quetschspaltrand (meist in direkteinspritzenden Ottomotoren mit Kolbenmulde) wird zusätzlich eine Quetschströmung nahes des OTs erzeugt. Die Auswirkungen des induzierten Strömungsfeldes auf die Emission unverbrannter Kohlenwasserstoffe in der Expansionsphase standen auch hier bereits im Fokus [31].

2.1.1 Strömungsmechanische Erhaltungsgleichungen

Die räumliche und zeitliche Entwicklung charakteristischer Strömungsgrößen erfolgt über die physikalischen Grundgesetze zur Erhaltung der Masse, des Impulses und der Energie im System. Der mathematische Ansatz zur Beschreibung der physikalischen und chemischen Prozessgrößen erfolgt dabei gewöhnlich über Differentialgleichungen. Eine Lösung dieser komplexen Gleichungssysteme ist aber nur über eine Approximation in algebraische Beziehungen (Diskretisierung) und unter Zuhilfenahme geeigneter numerischer Lösungsverfahren möglich. Die Transportgleichungen werden aus integralen Bilanzen an einem ortsfesten Kontrollvolumen hergeleitet und berücksichtigen dort die Flüsse aller relevanten Strömungsgrößen. Aufgrund der Ähnlichkeit zwischen den Gleichungssystemen lassen sich hier alle Transportgleichungen auf eine Form zurückführen [15, 21, 32, 33]:

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_j \phi)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) + S_\phi \quad (2.1)$$

ρ	: Dichte
ϕ	: Beliebige orts- und zeitabhängige Strömungsgröße
t	: Zeit
v	: Geschwindigkeit
x	: Ort
Γ	: Diffusionskoeffizient

Die allgemeine Transportgleichung beinhaltet vier Terme, die die unterschiedlichen Transportmechanismen der spezifischen Erhaltungsgrößen im Fluid beschreiben:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} &: \text{Lokale zeitliche Änderung} \\ \frac{\partial(\rho v_j \phi)}{\partial x_j} &: \text{Konvektion} \\ \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) &: \text{Diffusion} \end{aligned}$$

S_ϕ : Quellterm

Die lokale zeitliche Änderung der Erhaltungsgröße im ortsfesten Kontrollvolumen gibt der instationäre erste Term der Gleichung 2.1 wieder. Änderungen sind hier durch einen Transport über die Kontrollgrenzen hinweg sowie über eine Produktion der Erhaltungsgröße im Kontrollvolumen möglich. Bei Flüssen über die Grenzen des Kontrollvolumens wird allgemein zwischen konvektiven und diffusiven Transportprozessen unterschieden. Der konvektive Transportterm beschreibt die makroskopische Bewegung des Fluids mit einer lokalen Strömungsgeschwindigkeit in die drei Raumrichtungen. Der diffusive Term gibt hingegen den mikroskopischen Transport der Erhaltungsgrößen aufgrund lokaler Gradienten wieder. Der Quellterm erfasst abschließend die Produktionsdichte der Erhaltungsgröße pro Volumen und Zeiteinheit [21].

Die Kontinuitätsgleichung ergibt sich nun durch Einsetzen von $\phi = 1$ in die Transportgrundgleichung aus 2.1:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_j)}{\partial x_j} = S_m \quad (2.2)$$

Die Dichteänderung im Kontrollvolumen stellt den instationären Term der Erhaltungsgleichung dar. Instationaritäten in der Dichte können also durch konvektive Transportprozesse sowie den Quellterm verursacht werden [21].

In chemisch reaktiven Strömungen ist neben der Gesamtmasse auch die Verteilung der Speziesmassen von entscheidender Bedeutung. Durch Einsetzen des Massenbruchs in die allgemeine Transportgleichung folgt:

$$\frac{\partial(\rho Y_a)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_j Y_a)}{\partial x_j} = \frac{\partial J_{a,j}}{\partial x_j} + S_a \quad (2.3)$$

Y_a : Massenbruch

$J_{a,j}$: Diffusionsstromdichte in Richtung x_j

S_a : Produktions- bzw. Verbrauchsrate der Spezies a

Die Erhaltungsgleichung der Speziesmassen enthält neben einem Quellterm S_a einen Diffusionsterm $\frac{\partial J_{a,j}}{\partial x_j}$, der einen möglichen Massenumsatz durch eine chemische Reaktion berücksichtigt. Eine Verschiebung der spezifischen Speziesmassen unter Beibehaltung der Gesamtmasse wird somit beachtet [32].

Die sogenannten Navier-Stokes-Gleichungen erhält man über die Bilanzierung der Impulsstromdichte im Kontrollraum. Nach Impulserhaltung in i -Richtung ergibt sich damit folgender formaler Zusammenhang:

$$\frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_j v_i)}{\partial x_j} = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x_i} + S_i \quad (2.4)$$

Neben einem konvektiven Anteil enthält die Bilanzgleichung für den Impuls auch einen diffusiven Anteil. Dieser beinhaltet die durch Reibung verursachte Oberflächenspannung eines Volumenelementes durch den Spannungstensor, der von der dynamischen Viskosität des Fluids sowie dem Geschwindigkeitsgradienten in der Strömung abhängt. Zudem enthält die Erhaltungsgleichung die an der Oberfläche des Volumenelements angreifenden Druckkräfte [15].

Mit dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik folgt nun noch die Bilanzierung der inneren Energie im Kontrollvolumen [15, 21, 33]:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_j u)}{\partial x_j} - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} = (-p\delta_{ij} + \tau_{ij}) \frac{\partial v_i}{\partial x_i} + S_u \quad (2.5)$$

- u : Innere Energie
 q_j : Energiestromdichte
 δ_{ij} : Kronecker-Delta

Die Energiestromdichte berücksichtigt die Zu- und Abfuhr thermischer Energie über die Flächen des Kontrollvolumens. Sie erfasst den Wärmetransport infolge lokaler Temperatur- oder Konzentrationsgradienten sowie den durch diffusiven Massentransport. Die rechte Seite beinhaltet neben dem Quellterm die Energieänderung durch die wirkenden Druck- und Reibungskräfte, also die Umwandlung von mechanischer in innere Energie [15, 21].

Im Fall eines kompressiblen Fluids sind die physikalischen Eigenschaften des Strömungsmediums zusätzlich in die Erhaltungsgleichungen zu integrieren. Die thermodynamischen Abhängigkeiten werden dabei durch das Gesetz idealer Gase mit den Gleichungssystemen verknüpft [21]:

$$p = \rho RT \left(\sum_a \frac{Y_a}{M_a} \right) \quad (2.6)$$

- R : Universelle Gaskonstante
 M_a : Molmasse der Komponente a

Das Gleichungssystem der Erhaltungsgrößen wird somit für laminare und turbulente Strömungen prinzipiell lösbar. Da turbulente Strömungsvorgänge allerdings eine starke räumliche und zeitliche Fluktuation aufweisen, müssen diese bei einer numerischen Lösung berücksichtigt werden. Der viskose Term der Impulserhaltungsgleichung hat großen Einfluss auf die Ausbildung von Turbulenz innerhalb einer Strömung. Durch die Einführung geeigneter charakteristischer Größen kann die Navier-Stokes-Gleichung in eine dimensionslose Erhaltungsgleichung überführt werden, die dann von der Reynolds-Zahl abhängt [15, 32].

2.1.2 Das turbulente Energiespektrum

Die Reynolds-Zahl ist eine dimensionslose Kennzahl, die das Verhältnis aus Trägheits- und Reibungskräften innerhalb der Strömung beschreibt [1]:

$$Re = \frac{\bar{v}L}{\nu} \quad (2.7)$$

- Re : Reynolds-Zahl
 \bar{v} : Mittlere Strömungsgeschwindigkeit
 L : Charakteristische Länge
 ν : Kinematische Viskosität des Fluids

Übersteigen die Trägheitskräfte dabei die Viskositätskräfte des Fluids um ein kritisches Maß ($Re > Re_{krit}$), wird eine bis dahin laminare Strömung anfällig gegenüber kleinsten Störungen. Diese können nun nicht mehr gedämpft werden und erzeugen Instabilitäten bzw. Fluktuationen in Geschwindigkeit, Dichte, Temperatur oder Gemischzusammensetzung, die einen Umschlag der Strömung (Transition) vom laminaren ins turbulente Strömungsregime bewirken [15, 21, 34].

Turbulente Strömungsstrukturen erstrecken sich in einer turbulenten Strömung über einen breiten Längen- und Zeitskalenbereich und überlagern sich mit weiteren makroskopischen Strukturen zu einem kontinuierlichen Energiespektrum. Das resultierende Wirbelspektrum ist über einen kontinuierlichen Wellenzahlbereich definiert [34]:

$$k_e = \frac{2\pi}{\lambda_e} \quad (2.8)$$

k_e : Wellenzahl

λ_e : Charakteristische Wellenlänge (geometrieabhängig)

Die Untergrenze des Spektrums (Wellenzahlbereiches) ist dabei durch die charakteristische Länge der genutzten Geometrie vorgegeben, die Obergrenze des durch die molekulare Viskosität des Fluids [1, 15, 32]. Allgemein gilt: Je kleiner die Wirbelstrukturen, desto größer sind die lokal auftretenden Geschwindigkeitsgradienten und damit die Wirkung der Viskosität auf den Energieumwandlungsprozess. Innerhalb des Dissipationsprozesses, der sich mit abnehmender Wirbelgröße verstärkt, fließt die Bewegungsenergie der „verfallenden“ Strukturen in eine ansteigende innere Energie des Fluids [1, 35].

Angetrieben wird die Turbulenzproduktion in Verbrennungsmotoren durch die Hauptströmung. Aufgrund von Wirbeldehnung in den Schergebieten der makroskopischen Wirbelstruktur kommt es zum Energieübertrag auf kleinskaligere Strukturen und somit zum Energietransfer im Wirbelspektrum. Der Wirbelzerfall erfolgt kaskadenförmig hin zu hohen Wellenzahlen und endet in der vollständigen turbulenten Dissipation der kinetischen Energie in innere Energie [33-35]. Abbildung 2.3 illustriert das Energiespektrum für die drei Spektralfunktionen F_x , F_y , F_z der Geschwindigkeitskomponenten u , v , w . Diese stellen ein Maß für die kinetische Energie der Schwankungsbewegungen u' , v' , w' über die Wellenzahl dar.

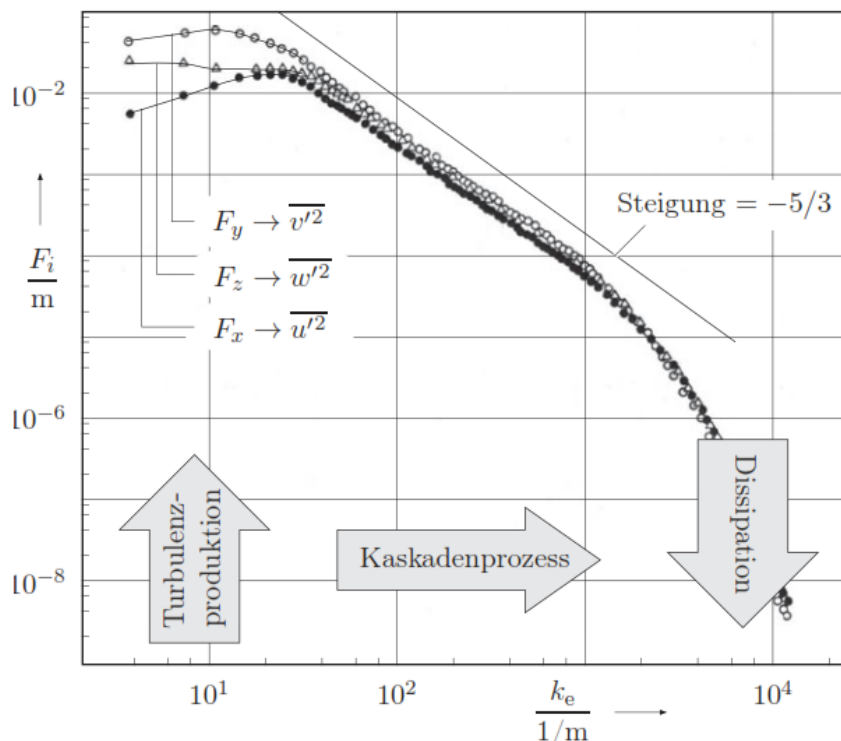


Abbildung 2.3: Energiespektrum einer turbulenten Strömung. k_e : Anzahl von Schwingungen pro Längeneinheit (Wellenzahl), F_i : Anteil der kinetischen Energie der Geschwindigkeitsschwankungen in i -Richtung pro Wellenzahl [34]. Daten aus [36].

Der Abklingprozess zeigt einen direkten Zusammenhang zwischen der turbulenten Energie und der Wellenzahl. Dieser lässt sich durch das sogenannte $-5/3$ -Potenzgesetz mathematisch beschreiben [37]:

$$E(k_e) = C (\epsilon)^{\frac{2}{3}} (k_e)^{-\frac{5}{3}} \quad (2.9)$$

$E(k_e)$: Spektrale Energiedichte
 C : Kolmogorov-Konstante
 ϵ : Mittelwert der Energiedissipationsrate pro Masseneinheit

Das Spektrum lässt sich allgemein in drei Wellenlängenbereiche unterteilen: dem Injektionsbereich indem Energie aufgenommen wird, dem Inertialbereich indem diese transportiert wird und dem Dissipationsbereich indem sie durch Reibung in Wärme umgesetzt wird. In der Energiekaskade aus Abbildung 2.3 liegt der Injektionsbereich bei einer Wellenzahl von 10^1 – 12^1 , der Inertialbereich bei einer Wellenzahl 12^1 – 10^3 und der Dissipationsbereich bei einer Wellenzahl 10^3 – 10^4 . Dadurch dass der Energieübertrag nur auf das nächst kleinere Wirbelelement erfolgen kann, ist die Energietransferrate unabhängig von der Wirbelgröße und innerhalb der Energiekaskade konstant [8]. Die Viskosität des Fluids legt dabei nicht die Menge der Verlustleistung fest, sondern sorgt dafür, dass die kinetische Energie der kleinsten Wirbel in Wärme umgewandelt wird (dissipiert).

Die charakteristische Länge der kleinsten Wirbel ist im Dissipationsprozess durch die Kolmogorov-Länge bestimmt [32]:

$$\eta \equiv \left(\frac{v^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.10)$$

η : Charakteristische Länge der kleinsten Wirbel (Kolmogorov-Längeskala)

Diese dient als Maß für die kleinstmöglichen Wirbelgrößen im Energiespektrum [1, 15, 34]. Weitere charakteristische Skalen, die den Energietransportprozess entlang der Kaskade kennzeichnen, sind [32]:

$$\tau_\eta \equiv \left(\frac{v}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.11)$$

$$u_\eta \equiv (v\epsilon)^{\frac{1}{4}} \quad (2.12)$$

τ_η : Kolmogorov-Zeitskala
 u_η : Kolmogorov-Geschwindigkeitsskala

Das Verhältnis der größten zu den kleinsten Skalen kann bei gegebener Beziehung für die mittlere Energiedissipationsrate [32] über die Reynolds-Zahl abgeschätzt werden:

$$\bar{\epsilon} \approx \frac{u_l^3}{l_l} \quad (2.13)$$

$$\frac{\eta}{l_l} \approx \text{Re}^{-\frac{3}{4}} \quad (2.14)$$

$$\frac{u_\eta}{u_I} \approx \text{Re}^{-\frac{1}{4}} \quad (2.15)$$

$$\frac{\tau_\eta}{\tau_I} \approx \text{Re}^{-\frac{1}{2}} \quad (2.16)$$

- l_I : Integrales Längenmaß
 u_I : Geschwindigkeit des integralen Längenmaßes
 τ_I : Zeit des integralen Längenmaßes

Das sogenannte integrale Längenmaß gibt Aufschluss über die Größenordnung der makroskopischen Wirbelstrukturen innerhalb der Hauptströmung. In der Regel liegen die Strukturen in der Größenordnung des mittleren Strömungsfeldes und besitzen niedrige Frequenzen [8]. Das integrale Längenmaß wird über eine Zweipunktkorrelation berechnet:

$$l_I = \int_0^\infty R(\vec{x}, r) dr = \int_0^\infty \left(\frac{\bar{u}'_{(x,t)} \cdot \bar{u}'_{(x+r,t)}}{\sqrt{\bar{u}'^2_{(x,t)}} \cdot \sqrt{\bar{u}'^2_{(x+r,t)}}} \right) dr \quad (2.17)$$

$R(\vec{x}, r)$: Zweipunktkorrelation der Geschwindigkeit zweier Punkte im Abstand r

Das integrale Längenmaß stellt die obere Grenze des Inertialbereiches dar, in dem turbulente kinetische Energie entlang der Kaskade übertragen wird (s. Abbildung 2.3 und Formel 2.9).

2.1.3 Ausbildung von Turbulenz im Brennraum

Die in Motoren auftretenden Strömungsprozesse sind turbulent. Die Transfer- und Mischungsrate sind aus diesem Grund um einige Male höher als die der molekularen Diffusion [1]. Die turbulenten Mischungsvorgänge im Zylinder resultieren aus lokalen Fluktuationen im Strömungsfeld und führen zu einer Erhöhung der Rate für Impuls, Wärmetransport und Massentransfer [1]. Das Turbulenzniveau ist demzufolge entscheidend für die Güte der Gemischaufbereitung (dies gilt für Verbrennungsmotoren mit Direkteinspritzung) und für die Brennstoffumsatzgeschwindigkeit der sich anschließenden motorischen Verbrennung des Kraftstoff-Luft-Gemisches.

Eine Energiequelle zur Generierung von turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen stellt die Scherschicht an großskaligen Wirbeln der Hauptströmung dar. Die durch das Einstromen des Frischgases in den Brennraum erzeugte Turbulenz kann hier über die stark fluktuierende Wirbelstärke der Ladungsbewegung im Zylinder charakterisiert werden [38]. Allgemein hängt der Charakter einer turbulenten Strömung von seiner Umgebung ab. Im Zylinder eines Verbrennungsmotors kommt es zu einem komplexen Zusammenspiel zwischen turbulenten Scherschichten, Rezirkulationsgebieten und Grenzschichten. Die Strömung ist instationär und weist erhebliche zyklische Schwankungen auf. Sowohl groß- als auch kleinskalige turbulente Bewegungen stellen eine wichtige Einflussgröße für das Gesamtverhalten der Strömung dar [28].

Eine weitere wichtige Eigenschaft von turbulenten Strömungen ist die Zufälligkeit der Ausbildung von Wirbelstrukturen. Strömungsfelder werden aus diesem Grund mit statistischen Auswertemethoden analysiert und bewertet (z.B. Turbulenzgrad, turbulente kinetische Energie). Neben der Betrachtung der mittleren Strömungsgeschwindigkeiten und Schwankungsgeschwindigkeiten, fließen ebenfalls Längen- und Zeitskalen mit in die Betrachtung ein. Allgemein kann die lokale Strömungsgeschwindigkeit in einem stationären aber turbulenten Fall folgendermaßen beschrieben werden (Reynolds'sche Beschreibung turbulenter Strömungen) [21]:

$$u_{(x,t)} = \bar{u}_{(x)} + u'_{(x,t)} \quad (2.18)$$

- $u_{(x,t)}$: Instantanwert der Geschwindigkeit
 $\bar{u}_{(x)}$: Mittelwert der Geschwindigkeit
 $u'_{(x,t)}$: Schwankungswert der Geschwindigkeit

Für den instationären Fall kann die Definition des zeitlichen Mittelwerts an einem festen Ort unter der Voraussetzung sehr schneller Fluktuationen gegenüber der zeitlichen Änderung des Mittelwertes erfolgen. Die Integrationszeit sollte dabei zwischen den Zeitmaßstäben der Turbulenz und denen der Hauptströmungsrichtung liegen.

$$\bar{u}_{(x,t)} = \frac{1}{(t_2 - t_1)} \int_{t_1}^{t_2} u_{(x,t)} dt \quad (2.19)$$

- $\bar{u}_{(x,t)}$: Örtlicher und zeitlicher Mittelwert
 Δt : Integrationszeit

Instationaritäten in einer Messung fließen also mit in den zeitlichen Mittelwert ein, sodass die zeitliche Integration klein zu halten ist. Gerade für die Charakterisierung der motorischen Einlaufströmung ist dies zu berücksichtigen, da hier die thermodynamischen Randbedingungen (p , T) innerhalb eines Arbeitsspiels sehr starken Änderungen unterworfen sind. In Motoren ist daher die Anwendung dieser Herangehensweise schwierig, da sich die Strömungsstrukturen innerhalb des Zyklus verändern. Grundlegende Strömungsmerkmale wie großskalige Wirbelstrukturen (Hauptstrom) wiederholen sich zyklisch (trotz des mitunter erheblichen Einflusses zyklischer Schwankungen auf den Ladungswechsel). Für kleinere Muster gilt dies jedoch nicht. Es treten also sowohl zyklische Schwankungen in der Hauptströmung an jedem Punkt in jedem Zyklus auf als auch turbulente Schwankungen um das Strömungsmittel [1]. Da die Zylinderinnenströmung (wie oben ausgeführt) einen quasi-periodischen Charakter besitzt, Wirbelstrukturen sich also mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit wiederholen, ist ein Ansatz die sogenannte Phasen- oder Ensemblemittelung. Bei dieser Methode werden über eine Vielzahl von Einzelzyklen und Kurbelwinkelpositionen die Geschwindigkeitsfelder erfasst. Das Ensemblemittel bildet dabei den Mittelwert aus den Instantanwerten an einem spezifischen Kurbelwellenwinkel, über eine ausreichende Anzahl von Arbeitsspielen K .

$$u_{(\theta,k)} = \bar{u}_{(\theta,k)} + u'_{(\theta,k)} \quad (2.20)$$

$$\langle \bar{u} \rangle = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K u_{(\theta,k)} \quad (2.21)$$

- $u_{(\theta,k)}$: Instantanwert der Geschwindigkeit bei spez. Kurbelwellenwinkel
 $\langle \bar{u} \rangle$: Ensemblemittelwert der Geschwindigkeit bei spez. Kurbelwellenwinkel
 θ : Kurbelwellenwinkel
 k : Zyklusnummer

Der Ensemblemittelwert und der zeitliche Mittelwert unterscheiden sich somit voneinander. Den Unterschied veranschaulicht Abbildung 2.4.

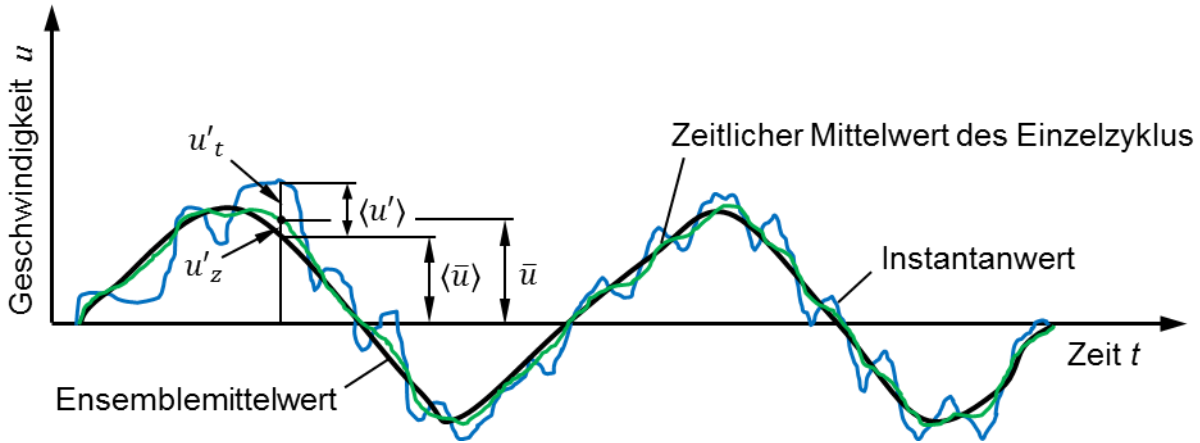


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der zyklischen Geschwindigkeitsschwankungen innerhalb eines Verbrennungsmotors. Vergleich zwischen Instantanwert, zeitlichem Mittelwert und Ensemblemittelwert [21].

Während sich der zeitliche Mittelwert \bar{u} nur durch den turbulenten Schwankungsanteil u'_t vom Instantanwert unterscheidet, werden im Ensemblemittel eventuelle vorliegende zyklische Schwankungen herausgemittelt. Der Schwankungsanteil $\langle u' \rangle$ umfasst als Differenz zwischen Instantan- und Ensemblemittelwert somit sowohl die turbulenten u'_t als auch die zyklischen Schwankungen u'_z [21].

Geschwindigkeitsfluktuationen um das Ensemblemittel bei spezifischem Kurbelwellenwinkel werden folglich mit:

$$\langle u' \rangle = \sqrt{\frac{1}{K} \sum_{k=1}^K u'_{(\theta,k)}^2} = \sqrt{\frac{1}{K} \sum_{k=1}^K [u_{(\theta,k)}^2 - \langle \bar{u}_{\theta} \rangle^2]} \quad (2.22)$$

$\langle u' \rangle$: Geschwindigkeitsfluktuationen des Ensembles

mathematisch beschrieben. Die Turbulenzintensität ϑ der Strömung errechnet sich über die Quadratwurzel der aus dem algebraischen Mitteln gebildeten Einzelvarianzen aller Geschwindigkeitskomponenten.

$$\vartheta = \sqrt{\frac{1}{3} [\bar{u}'^2_{(x,t)} + \bar{v}'^2_{(y,t)} + \bar{w}'^2_{(z,t)}]} \quad (2.23)$$

ϑ : Turbulenzintensität

\bar{u}'^2 : Varianz der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit in x-Richtung

\bar{v}'^2 : Varianz der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit in y-Richtung

\bar{w}'^2 : Varianz der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit in z-Richtung

Im Fall einer sich isentrop ausbildenden Turbulenz ist die Varianz der einzelnen Komponenten gleich $(\bar{u}'^2_{(x,t)} = \bar{v}'^2_{(y,t)} = \bar{w}'^2_{(z,t)})$ [8]. Es ergibt sich somit:

$$\vartheta = \sqrt{\bar{u}'^2_{(x,t)}} \quad (2.24)$$

Über die Turbulenzintensität lässt sich somit nur eine zeitlich und räumlich gefilterte Aussage über die Frequenz turbulenter Schwankungen um das Ensemblemittel treffen. Dennoch ermöglicht dieser grob vereinfachte Ansatz die Berechnung turbulenter Strömungen aufgrund sich scheinbar verändernder Transportgrößen (turbulente Scheinzähigkeit) [8].

2.2 Gemischbildung

Gemischbildung bezeichnet die Art und Weise, ein zündfähiges Brennstoff-Luft-Gemisch für einen Verbrennungsmotor zu erzeugen. Allgemein wird zwischen innerer und äußerer Gemischbildung unterschieden. Da der in dieser Arbeit verwendete Ottomotor ausschließlich als konventionelle Saugmaschine mit Saugrohrein-spritzung (SRE) betrieben wurde, wird im Folgenden lediglich auf die äußere Gemischbildung als Aufberei-tungsart eingegangen. Der Prozess der Gemischbildung lässt sich in die Bereiche Dosierung, Aufbereitung (Verdampfung und Durchmischung) und Transport unterteilen [14].

Bei konventionellen Ottomotoren erfolgt die Kraftstoffdosierung außerhalb des Zylinders durch eine SRE auf die heißen Einlassventile. Die Geschwindigkeit der Gemischaufbereitung im Saugrohr ist von operativen, be-triebsspezifischen Parametern des Motors und den daran gekoppelten thermodynamischen und strömungsme-chanischen Randbedingungen abhängig [11]. Der mit der Einspritzung eingeleitete Vorgang der Tropfenver-dampfung bzw. Verdunstung beschreibt den Übergang von der flüssigen in die gasförmige Phase [39]. Die für den Verdampfungsprozess aufzubringende Energie (Verdampfungsenthalpie) wird angrenzenden heißen Oberflächen (z.B. den Ventilen) und dem umgebenden heißen Restgas in Form von Wärme entzogen. Abhän-gig von der Temperaturdifferenz zur Umgebung (Verdampfungspotenzial), der Zerstäubungsgüte und dem Stoffaustausch mit der Umgebung, vollzieht sich die Verdampfung und Homogenisierung des Gasgemisches [14].

Die Dosierung des Kraftstoffes in das Saugrohr erfolgt meist über eine Niederdruckeinspritzdüse. Die Zerstäu-bungsgüte (Tropfengrößenverteilung im Kraftstoffspray) ist entscheidend für die spätere Verdampfung und damit zeitliche sowie räumliche Gemischhomogenisierung.

Das Aufbrechen des Einspritzstrahls resultiert aus Wechselwirkungen zwischen der eingebrachten Flüssig-phase und der Gasströmung. Sind die äußeren Strömungskräfte größer als die vorherrschenden Oberflächen-spannungskräfte des Kraftstoffs, kommt es zum Zerfall des Einspritzstrahls [14]. Der Zerfallsprozess wird in zwei Regime dem Primär- und Sekundärzerfall unterteilt. Der Primärzerfall beginnt in der Regel direkt hinter der Düse und beschreibt das erste Aufbrechen des Strahls in größere Tropfen. Mit zunehmender Eindringtiefe und ansteigenden aerodynamischen Kräften kommt es dann zum Sekundärzerfall der großen Kraftstofftropfen in kleinere. Die Tropfengrößenverteilung im Spray hängt von der Relativgeschwindigkeit sowie der Druckdif-ferenz zwischen Tropfen und Gas ab, aber auch den Stoffwerten des Kraftstoffes [40]. Charakterisiert wird die Zerstäubungsqualität über die dimensionslose Weber-Zahl, die als das Verhältnis von Trägheitskraft zur Ober-flächenkraft definiert ist.

$$We = \frac{\rho_f v_{rel}^2 d_T}{\sigma_O} \quad (2.25)$$

We	: Weber-Zahl
ρ_f	: Fluiddichte
v_{rel}	: Relativgeschwindigkeit zwischen Medium und Tropfen
d_T	: Tropfendurchmesser
σ_O	: Oberflächenspannung

Die kritische Weber-Zahl von Benzin liegt nach [11] bei 10–12. Der Tropfenzerfall erfolgt bei motorischen Anwendungen primär durch die Interaktion des Sprays mit der Luftströmung (Einlaufströmung bzw. Zylinde-rinnenströmung). Mit ansteigenden aerodynamischen Kräften und sinkender Oberflächenspannung verringern sich die mittleren Tropfendurchmesser und damit die Verdampfungsdauer. Zur Bildung möglichst kleiner Tropfen sind also hohe Relativgeschwindigkeit zwischen Strömung und Kraftstoffspray anzustreben. Bei einer vorgelagerten Saugrohrein-spritzung kann die Aufenthaltsdauer im Ansaugtrakt über den Einspritzzeitpunkt

und den Abstand zwischen Injektor und Einlassventil eingestellt werden. Die turbulente Interaktion zwischen Strömungsfeld und Einspritzstrahl ist eng mit der Verdampfung und dem Gemischtransport verknüpft.

Bei einer Niederdruck-Saugrohreinjection treffen vorwiegend große Tropfen an die Wand des Saugrohres oder an die Ventilteller. Bei geringen Oberflächentemperaturen kann es dabei zur Agglomeration von Tropfen und einer nachfolgenden Wandfilmbildung kommen. Bei hohen Ansauggeschwindigkeiten bilden sich Oberflächenwellen auf dem Film aus, die dann den Abriss großer Tropfen bewirken. Innerhalb des Verdichtungsakts verdunsten diese nicht vollständig oder interagieren mit der Brennraumwand bzw. dem Kolbenboden. Neben einer örtlichen und zeitlichen Schichtung des lokalen Luftverhältnisses führt dieser Effekt zu Rußablagerungen an den betreffenden Bauteilen. Abhängig vom Betriebszustand kann eine Wandfilmbildung demzufolge zu einer Abmagerung des Ladungsgemisches bzw. zu einer schlechten Gemischaufbereitung führen. Infolgedessen kann es zu Zündaussetzern kommen, die wiederum einen Anstieg zyklischer Schwankungen und eine Erhöhung des Schadstoffausstoßes (unverbrannte Kohlenwasserstoffe und Kohlenmonoxid) bewirken [11]. Die Abstimmung der Einspritzparameter (Einspritzzeitpunkt und Öffnungsdauer), die Injektorlage sowie die Düsengeometrie entscheidend über die mögliche Tropfengrößenverteilung im Zylinder. Zudem haben diese Stellgrößen dadurch Einfluss auf die Verdampfung und Durchmischung des Kraftstoffs sowie auf die Zündung des Ladungsgemisches im Brennraum [41].

Die möglichen mechanischen Mechanismen des Tropfenerfalls durch eine heiße Wand oder durch Kollision mit einem anderen Kraftstofftropfen, können ebenfalls über die Weber-Zahl charakterisiert werden (s. Abbildung 2.5). Neben einer Anlagerung von Tropfen mit anschließender Filmbildung, kann es abhängig von der Aufprallgeschwindigkeit zu einem Abprallen, einer Reflexion oder einem Zerplatzen des Tropfens an der Wand kommen [42].

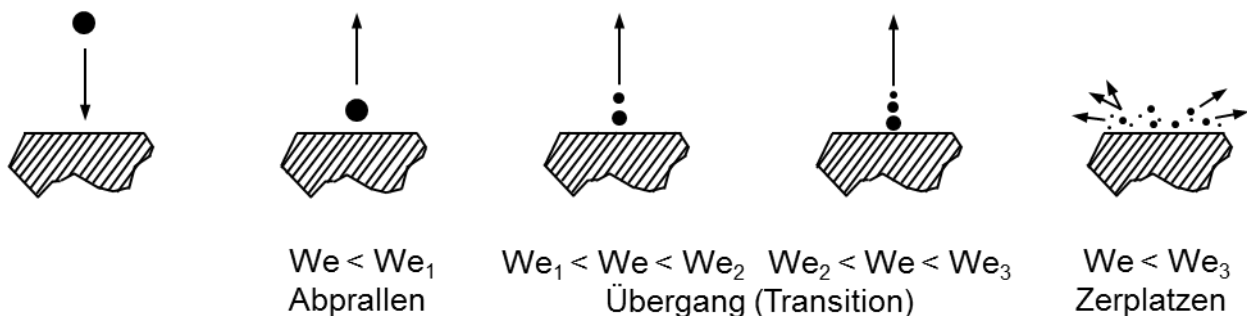


Abbildung 2.5: Mechanik des Tropfenaufpralls auf heiße Wände [43].

Das Verdampfungsverhalten hängt von den Stoffeigenschaften des Kraftstoffs, der Oberflächentemperatur der Wand und den Reibungs- sowie Adhäsionskräften zwischen Tropfen und Wand ab [44]. Die Verdampfungsrate nach einer Wandbenetzung ist daneben abhängig von der Wandtemperatur und dem verknüpften Verdampfungsregime [45]. Darüber hinaus ist die Bildung von Verbrennungsrückständen direkt mit dem Verdampfungsregime verknüpft [46].

Da im realen motorischen Betrieb Mehrstoffsysteme verwendet werden ist die Vorhersage des Siedeverhaltens hier sehr komplex. Die Verdampfungsrate wird in diesem Fall über den Dampfdruck der Einzelkomponenten vorgegeben [47]. Allgemein wird bei der Tropfenverdampfung zwischen dem diffusionslimitierten und den gut vorgemischten (Batch-Destillations-) Systemen unterschieden. Im diffusionslimitierten System begrenzt die massenbezogene Diffusionsgeschwindigkeit den Transport flüchtiger Bestandteile zur Tropfenoberfläche. Die Zusammensetzung innerhalb des Tropfens verändert sich in diesem Regime nur langsam.

In gut vorgemischten Systemen vollzieht sich die Durchmischung innerhalb der Flüssigphase schnell, wodurch flüchtige Bestandteile schneller aus der Flüssigphase verdampfen und die Zusammensetzung des Tropfens dementsprechend rascher variiert. Mithilfe der Péclet-Zahl lässt sich das entsprechende Verdampfungsverhalten

ten beschreiben. Die dimensionslose Kennzahl gibt dabei das Verhältnis von konvektiven zu diffusiven Flüssen wieder [48]. Allgemein sind dabei kleine Péclet-Zahlen charakteristisch für vorgemischte und große Péclet-Zahlen für diffusionslimitierte Systeme. Bei der Mischung zweier Flüssigkeiten ist die Verdampfungsrate allein gekoppelt an die Tropfenoberfläche und die umgebende Gastemperatur [47]. Die „bevorzugte“ Verdampfung einer Komponente wird hier erst bei Temperaturen oberhalb der zweifachen Siedetemperatur beobachtet [49, 50]. Austauschprozesse führen zudem zu einer Verminderung der effektiven Diffusionslänge im Tropfen und bewirken somit ebenso eine Steigerung der Verdampfungsrate.

Durch den hohen Einspritzdruck und die daraus resultierenden hohen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten, wird während der Direkteinspritzung ein sehr feines Kraftstoffspray (Sauterdurchmesser = 10–30 μm) mit hohem resultierendem Durchmischungsgrad in den Zylinder eingebracht. Durch die schnelle Tropfverdampfung kommt es im Zylinder zu einem hohen Massenfluss der verdampfenden Komponente, der einen Stefan-Fluss induziert. Der Stefan-Fluss reduziert ähnlich der turbulenten Diffusion, den Einfluss von bevorzugter Gasphasendiffusion [51].

Berücksichtigt man innerhalb der Gesamtbeurteilung die oben beschriebenen Faktoren, so fallen die Spray-Verdampfungsprozesse in DI-Ottomotoren in den Bereich der Batch-Destillation [51, 52]. Für Standardkraftstoff, der verschiedene Komponenten aufweist, sind demzufolge die Dampfdrücke der einzelnen Mischungsspezies die kontrollierenden Faktoren der Verdampfung [53, 54]. Belegt wird dies durch experimentelle Studien zum Verdampfungsverhalten mehrkomponentiger Kraftstoffe [55–57], die eine variierende räumliche Kraftstoffverteilung bei variierender Kraftstoffflüchtigkeit feststellten.

2.3 Zündung

In Ottomotoren wird der Start der Verbrennung über eine Fremdzündung initiiert. Die elektrische Funkenentladung erfolgt über eine Zündkerze und wird dem jeweiligen Lastzustand angepasst. Die Funkenentladung kann allgemein in drei Phasen unterteilt werden: Dem Funkendurchbruch, der Bogen- und der Glimmentladung [58–60]. Der Funkendurchbruch mit Funkenüberschlag leitet dabei die Funkenentladung ein. Der Durchbruch der Spannung, mit Ausbildung eines Plasmakanals, findet an der Elektrode statt, sobald die an der Zündkerze anliegende Spannung die Durchbruchsspannung erreicht. Innerhalb dieser Zündphase wird nur die in der Zündkerze gespeicherte kapazitive Energie umgewandelt. Abbildung 2.6 zeigt die Phasen der Funkenentladung mit Spannungs- und Stromprofilen.

In der einleitenden Phase fließen in einem zeitlichen Abstand von circa 5 ns Ströme von etwa 100 A. Die zu Beginn sehr hohe Spannung fällt hierbei auf unter 1000 V zurück. Während dieser Phase werden am ionisierten Gas Temperaturen (zwischen den Elektroden) von 6000 K erreicht. Aufgrund der schlagartigen Temperaturerhöhung und der daraus resultierenden Expansion (Dichtesprung) entstehen lokal Drücke von bis zu 300 bar. Die einzusetzende Durchbruchspannung ist von der Geometrie der Zündkerze, dem Elektrodenabstand sowie der Gasart und Gasdichte abhängig. In der sich anschließenden Bogenentladungsphase wird die in der Zuleitung und Zündanlage gespeicherte kapazitive Energie dann umgewandelt. Die Brennspannung liegt währenddessen bei circa 100 V, die Stromstärke fällt von etwa 10 auf 0,2 A.

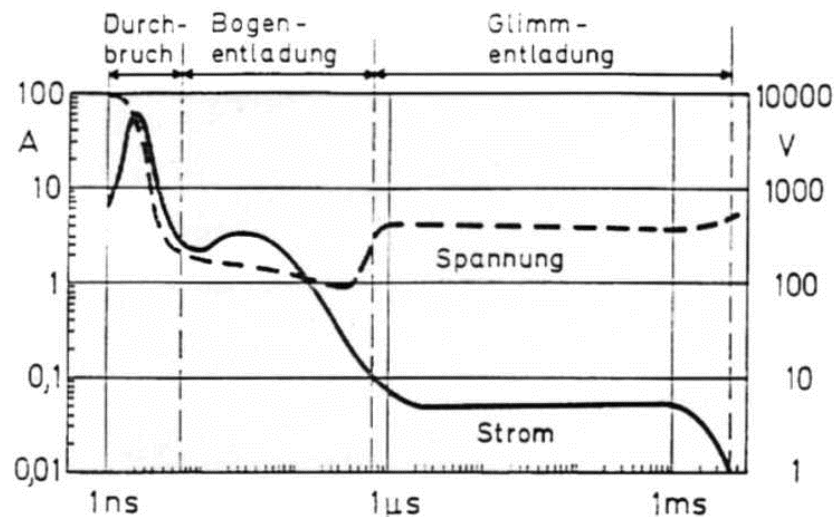


Abbildung 2.6: Phasen der Funkenentladung [60].

Die letzte Phase der Zündung bildet die Glimmentladung, in der die induktiv gespeicherte Energie bei einer Brennspannung von 400–500 V und niedriger Stromstärke umgewandelt wird. Die Plasmatemperatur zwischen den Elektroden sinkt während dieser Phase auf Werte von ca. 3000 K. Die Dauer dieser Phase kann abhängig von den elektrischen Parametern der Zündanlage bis zu mehreren Millisekunden betragen.

Am Zündort wird das Ladungsgemisch somit lokal auf sehr hohe Temperaturen erhitzt. Für die Ausbildung einer stabilen Flammenfront ist es natürlich entscheidend, dass das Ladungsgemisch an der Zündkerze zum Zeitpunkt des Funkenüberschlags in den Zündgrenzen liegt [58, 61, 62]. Zudem muss die, durch das Plasma, übertragene thermische Energie größer sein als die Verluste an der Elektrode [63, 64]. Der Verzug zwischen Funkenüberschlag und selbstständiger Ausbildung einer Flamme wird als Entflammungs- oder Flammenkernbildungsphase bezeichnet. Üblicherweise liegt der Durchmesser des Flammenkerns dann bei circa 10 mm und die umgesetzte Kraftstoffmasse bei etwa 0,2% [63-66]. Es bildet sich an der Zündkerze zunächst ein laminarer Flammenkern aus, der aber bereits nach sehr kurzer Transitionsdauer in einen turbulenten Flammenkern umschlägt [11].

Untersuchungen zeigten, dass bereits diese frühe Ausbildungsphase entscheidenden Einfluss auf den weiteren Brennverlauf im Motor hat [59]. Die thermodynamische und chemische Beschaffenheit des Ladungsgemisches, das am Elektrodenbereich vorherrschende Strömungsfeld (Strömungsgeschwindigkeit, Turbulenzintensität und -struktur) sowie die Ausrichtung der Kerze [67] bestimmen über die räumliche Ausbildung des Flammenkerns. Die Flammenausbreitung hängt zudem von diffusiven und konvektiven Energietransportprozessen zwischen Reaktionszone und unverbrannter Frischgaszone ab. Bestimmt durch die Reaktionskinetik und den, durch das Turbulenzniveau des Strömungsfeldes vorgegebenen, Wärmetransport breitet sich die Flamme dann weiter aus. Ferner beeinflusst die elektrische Zündung selbst (Zündenergie, Zündkerzengeometrie Entladungsform, Entladungsdauer) die örtliche Ausprägung des Kerns [59, 68, 69].

Die Dauer der beschriebenen Entflammungsphase ist durch die Temperatur und Dichte des Kraftstoff-Luft-Gemisches zum Zündzeitpunkt bestimmt [17, 70]. Ein Anstieg der Strömungsgeschwindigkeit um die Elektrode bewirkt beispielsweise eine Verkürzung der Entflammungsphase [17, 70] ein reaktionsträges Ladungsgemisch (hoher Restgasanteil bzw. mageres Ladungsgemisch) hingegen das Gegenteil [63, 70].

2.4 Verbrennung

Ausgehend von einem steilen Temperaturgradienten pflanzt sich eine Flammenfront (Deflagration) um ein exothermes Zentrum in Richtung sinkender Temperatur fort. Dies geschieht durch die während der Energieumsetzung freiwerdende Wärme. Die Zündung des unverbrannten Brennstoff-Luft-Gemisches erfolgt durch die Aufheizung in der Flammenfront.

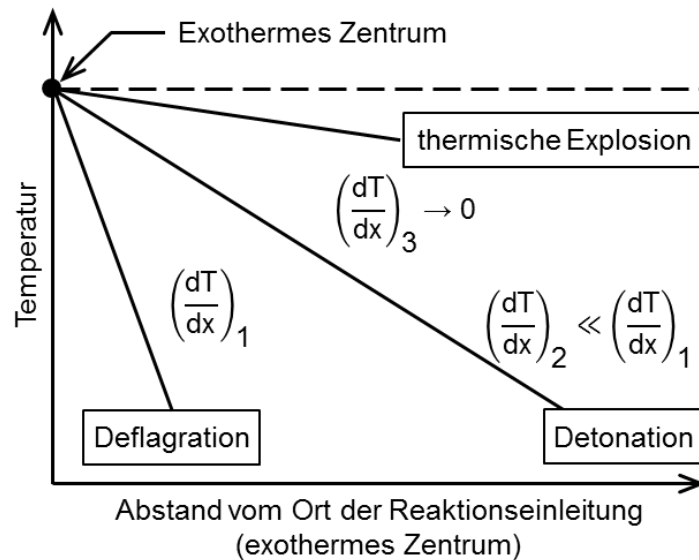


Abbildung 2.7: Vereinfachtes Modell der Energieumsetzung in Abhängigkeit des Temperaturgradienten als Funktion des Abstandes vom Ort der Reaktionseinleitung (exothermes Zentrum) in einem eindimensionalen System [71].

Die möglichen Formen der Energieumsetzung lassen sich mithilfe des oben dargestellten eindimensionalen Modells nach Zeldovich beschreiben (s. Abbildung 2.7) [11]. Abbildung 2.8 zeigt die Unterschiede zwischen einer konventionellen Fremdzündung und einer homogenen Selbstzündung auf.

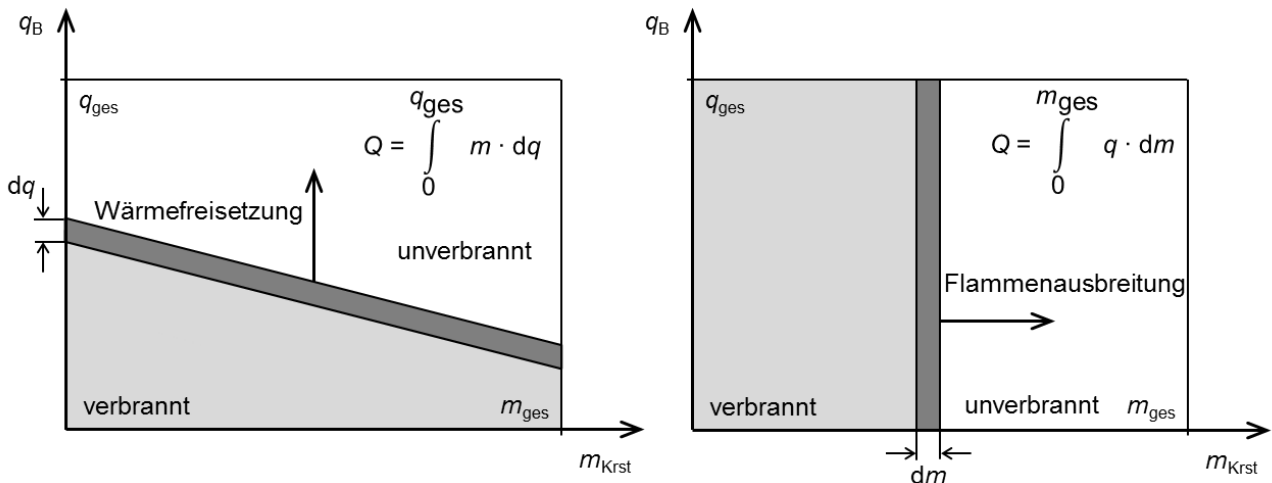


Abbildung 2.8: Idealisierte Modelle der homogen kompressionsgezündeten (links) und der fremdgezündeten Verbrennung (rechts) [72].

Während bei der klassischen Fremdzündung das Ladungsgemisch über eine Flammenfront umgesetzt wird (Integration über das Masseninkrement dm), erfolgt die Brennstoffumsetzung bei der homogenen Kompressionszündung nahezu instantan. Die Wärmefreisetzung innerhalb der lokalen Reaktionszonen läuft aber zeitlich gedehnt ab (Integration über die differenziellen Wärmeanteile dq). Die Umsatzgeschwindigkeiten sind hier dennoch wesentlich größer, als bei einem sequenziellen Umsatz [11]. Der thermodynamische Verbrennungsschwerpunkt liegt in beiden Fällen wirkungsgradoptimal bei 5–8°KW nach dem ZOT [61].

Allgemein wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront (s. Abbildung 2.8, rechts) als Flammengeschwindigkeit bezeichnet und setzt sich aus der Brenngeschwindigkeit und der Gasgeschwindigkeit zusammen:

$$\vec{s}_F = \vec{s}_B + \vec{s}_G \quad (2.26)$$

\vec{s}_F : Flammengeschwindigkeit
 \vec{s}_B : Brenngeschwindigkeit
 \vec{s}_G : Gasgeschwindigkeit

Die Geschwindigkeit mit der sich die Flammenfront relativ zur Gasgeschwindigkeit des unverbrannten Ladungsgemisches ausbreitet wird dabei als Brenngeschwindigkeit bezeichnet. Diese wird durch reaktionskinetische Einflussfaktoren in der Flammenfront sowie durch die Strömungsbedingungen im Brennraum dominiert. Der Betrag aus Brenn- und Gasgeschwindigkeit entscheidet, ob sich die Flammenausbreitung laminar oder turbulent vollzieht [21].

Die Flammenausbreitung ist durch die Geschwindigkeit der Verbrennungsreaktion gekennzeichnet, die in einer Reaktionszone der sogenannten Flammenfront abläuft. Der Vorgang der Flammenausbreitung kann dabei nach unterschiedlichen Kriterien erfolgen. Abbildung 2.9 zeigt das Einteilungsschema zur Flammenausbreitung von Brennstoff-Luft-Gemischen.

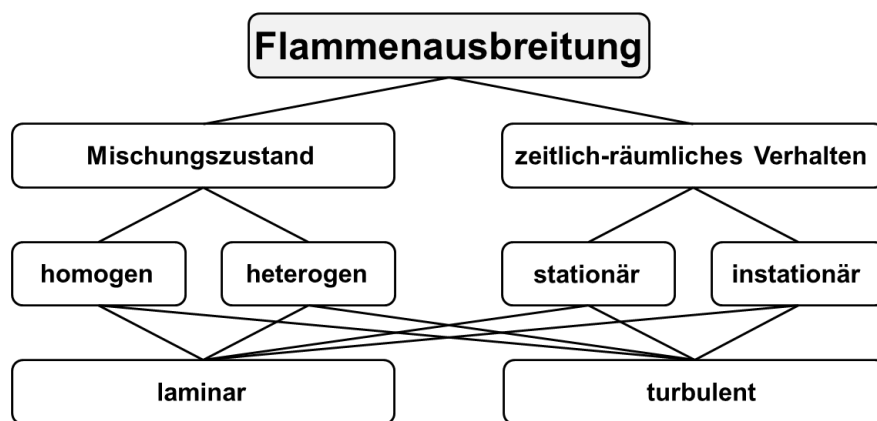


Abbildung 2.9: Einleitungsschema für die Flammenausbreitung [21].

Die grundlegende Einteilung erfolgt über den Mischungszustand und das zeitlich-räumliche Verhalten der Flammenfront. Beim Mischungszustand werden vorgemischte (homogene) Brennstoff-Luft-Gemische (Ottomotor) von heterogenen unterscheiden (Dieselmotor, DI). Das zeitlich-räumliche Verhalten differenziert zwischen einer stationären und instationären Verbrennung und gibt Auskunft über die örtliche Ausbildung der Flamme. In einem Ottomotor erfolgt die Flammenausbreitung homogen, instationär und turbulent.

In Modellen zur Beschreibung der turbulenten Flammenausbreitung in vorgemischten Systemen ist die Geschwindigkeit des Kraftstoffumsatzes bestimmt durch die laminare Brenngeschwindigkeit s_l . Die laminare Brenngeschwindigkeit ist von der Reaktionskinetik sowie den Wärmeleitungs- und Diffusionsprozessen in der Flammenfront abhängig [15]. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit kann als Funktion des Brennstoffs, des Luftverhältnisses, des Restgasgehaltes sowie des thermodynamischen Zustandes der Edukte (p, T) abgeschätzt werden und ist von der Drehzahl unabhängig [73]:

$$s_l = s_{l,0} \left(\frac{T}{T_0} \right)^\alpha \left(\frac{p}{p_0} \right)^\beta (1 - 2,1 \lambda_R) \quad (2.27)$$

s_l	: Laminare Brenngeschwindigkeit
$s_{l,0}$: Laminare Brenngeschwindigkeit unter atmosphärischen Bedingungen
T	: Gastemperatur
T_0	: Referenztemperatur (298 K)
p	: Gasdruck
p_0	: Referenzdruck (101,3 kPa)
α	: Exponent
β	: Exponent
λ_R	: Luftverhältnis des Restgases

Zudem gelten nach [73] folgende mathematischen Beziehung zur Bestimmung der benötigten Exponenten und der laminaren Brenngeschwindigkeit unter atmosphärischen Bedingungen:

$$\alpha = 2,18 - 0,8 \left(\frac{1}{\lambda} - 1 \right) \quad (2.28)$$

$$\beta = -0,16 + 0,22 \left(\frac{1}{\lambda} - 1 \right) \quad (2.29)$$

$$s_{l,0} = B_m + B_\lambda \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_m} \right)^2 \quad (2.30)$$

B_m	: Brennstoffspezifische Rate
B_λ	: Brennstoffspezifische Rate
λ_m	: Luftverhältnis bei dem $s_{l,0}$ den maximalen Wert von B_m erreicht [15]

Die zur Bestimmung der laminaren Brenngeschwindigkeit benötigten Parameter (s. Formel 2.27) sind Tabelle 2.1 zu entnehmen.

Tabelle 2.1: Brennstoffspezifische Parameter zur Bestimmung der laminaren Brenngeschwindigkeit unter atmosphärischen Bedingungen [15].

Brennstoff	λ_m	B_m / cm/s	B_λ / cm/s
Iso-Oktan	0,88	26,3	-84,7
Benzin	0,83	30,5	-54,9

Aufgrund der starken Wechselwirkung zwischen Strömungsfeld und Ladungsgemisch bildet sich in einem Ottomotor allerdings eine turbulente Vormischflamme aus. Die Interaktion turbulenter Wirbel mit der laminaren (glatten) Flammenoberfläche führt zur Faltung der Flammenoberfläche (Flame-Wrinkling) und damit zu einer Erhöhung der Umsatzgeschwindigkeit. Lokal brennt die Flamme zwar noch immer mit der laminaren

Brenngeschwindigkeit, die turbulente Faltung bewirkt hier aber eine effektive Erhöhung der Brenngeschwindigkeit. Die turbulente Brenngeschwindigkeit s_t beschreibt diesen Effekt, indem sie das Turbulenzniveau im Brennraum berücksichtigt:

$$u' = \sqrt{\frac{2k}{3}} \quad (2.31)$$

u' : Mittlere, lokale Geschwindigkeit aufgrund turbulenter Fluktuationen

k : Spezifische turbulente kinetische Energie

$$k = \frac{1}{2} \sum_i \langle (u'_i)^2 \rangle \quad (2.32)$$

u' : Turbulente Geschwindigkeitsfluktuationen

Die turbulente Flammenausbreitungsgeschwindigkeit berechnet sich über die Damköhler-Beziehung [74]:

$$s_t = \left(1 + C \frac{u'}{s_l} \right) s_l \quad (2.33)$$

s_t : Turbulente Flammenausbreitungsgeschwindigkeit

C : Konstante

Aus der Gleichung 2.33 ist ersichtlich, dass die turbulente Flammenausbreitungsgeschwindigkeit mit höherem Turbulenzniveau ansteigt. Aus diesem Grund können Ottomotoren, trotz abnehmender Gemischaufbereitungsdauer auch bei hohen Drehzahlen betrieben werden. Als Ursache ist in diesem Zusammenhang das wachsende Turbulenzniveau durch die Einlassströmung zu nennen.

Abhängig von reaktionskinetischen Einflussfaktoren und den Strömungsverhältnissen im Brennraum, breitet sich die Flammenfront also stark instationär im Ottomotor aus. Nach dem Funkenüberschlag und der Ausbildung eines laminaren Flammenkerns um die Zündkerze, geht die Flammenkernausbreitung dann in das turbulente Regime über. Nach sphärischer Expansion der turbulenten Flammenfront im Zylinder verlöscht die Flamme schließlich infolge von Wärmeübergangsprozessen an den Brennraumoberflächen (Kolben, Zylinderkopf und Zylinder) [75].

2.5 Zyklische Schwankungen im Ottomotor

Eine der größten Herausforderung bei der Weiterentwicklung moderner Brennverfahren und magerer Betriebsstrategien stellt die Entdrosselung sowie Erweiterung des Teillastbereichs, trotz zyklischer Schwankungen im Brennraum dar [1, 76-79]. Ottomotoren sind prozessbedingt sehr anfällig gegenüber zyklischen Schwankungen [80]. Allein durch die zeitlichen und örtlichen Vorgaben an die Ladungsqualität unterliegt die ottomotorische Verbrennung vergleichsweise höheren Anforderungen als der Dieselprozess, da dort das Gemisch eigenständig am thermodynamisch „günstigsten“ Punkt zündet [11]. Der wirkungsgradoptimale Zündzeitpunkt wird beim Ottomotor durch Prüfstandsversuche ermittelt und im Motorsteuergerät hinterlegt. Der Zündzeitpunkt bildet dabei allerdings nur das statistische Mittel ab. Einige Arbeitstakte werden dementsprechend zu früh andere zu spät gezündet. Während es bei Arbeitstakten mit langsamerem Brennstoffumsatz zu Leistungs- und Wirkungsgradeinbußen kommt, steigt bei einem zu schnellen Brennstoffumsatz das Risiko einer klingelnden Verbrennung und damit einer irreversiblen Bauteilschädigung im Motor [1]. Die Ursachen zyklischer Schwankungen liegen nach [1] in:

- Variationen der Ladungsbewegung im Zylinder
- Variationen der Mengen an Kraftstoff, Luft und verbleibendem Restgas im Zylinder
- Variationen der Gemischzusammensetzung aufgrund der Mengenvariationen im Zylinder (Magnitude $\pm 5\%$ [81])

Die Auswirkungen zyklischer Schwankungen auf die Verbrennung können in der Praxis über eine Vielzahl von innermotorischen Messgrößen abgebildet werden. Basierend auf druckbezogene (indizierter Mitteldruck, Spitzendruck und Lage des Spitzendrucks), verbrennungsbezogenen (scheinbarer Zündverzug, Brenndauer und maximale Brennrate), flammenfrontbezogenen (Flammenradius, Flammenfrontoberfläche und Flammenausbreitungsgeschwindigkeit) und restgasbezogenen (Konzentration der Gaskomponenten im Restgas) Parametern kann die Ausbildung und Stärke zyklischer Schwankungen somit untersucht und letztlich quantifiziert werden [1, 18, 67, 79].

Der klassische Ansatz nutzt in der Regel den indizierten Mitteldruck (p_{mi}) bzw. dessen Standardabweichung, um zyklische Schwankungen zu bestimmen. Der sogenannte Variationskoeffizient bzw. Coefficient of Variation (COV) ergibt sich dann aus einer Normierung der Schwankung auf den Mittelwert:

$$\text{COV} = \frac{\sigma}{\mu} 100\% \quad (2.34)$$

COV : Coefficient of Variation

σ : Standardabweichung

μ : Mittelwert

Aufgrund der vergleichsweise einfachen Adaption von Drucksensorik in den Brennraum hat sich dieser pragmatische Ansatz zur Beschreibung zyklischer Schwankungen in Verbrennungsmotoren durchgesetzt.

Den Ausgangspunkt zyklischer Schwankungen stellt das durch die Einlaufströmung induzierte Geschwindigkeitsfeld dar. Erste experimentelle Untersuchungen zu zyklischen Schwankungen im Zylinderdruckverlauf stellten bereits früh den Einfluss des Strömungsfeldes an der Zündkerze auf die nachfolgende Verbrennung heraus [16, 82, 83]. Die Bedeutung der Zylinderinnenströmung und der sich im Brennraum ausbildenden Turbulenz auf die Umsatzgeschwindigkeit und Stabilität der Verbrennung wurde in späteren Studien dann detailliert aufgezeigt [8, 16, 18, 23, 35, 76, 78, 84, 85]. Die Auswirkung einer variierenden Einlassgeometrie auf das Strömungsfeld in der Kompression konnte zudem durch [35, 77, 85, 86] nachgewiesen werden. Zur Messung der lokalen Geschwindigkeitsfelder wurden dabei zunächst Punktmessverfahren wie Hitzdraht-Anemometrie eingesetzt und später durch nicht-invasive laserbasierte Messtechniken wie Laser-Doppler-Anemometrie ergänzt [35, 87]. Durch die Entwicklung von Particle Image Velocimetry (PIV) konnten letztlich Geschwindigkeitsfeld bildgebend erfasst und statistisch analysiert werden [86, 88-90]. Als eine der ersten detaillierten PIV-Analysen im Verbrennungsmotor ist in diesem Zusammenhang [91] hervorzuheben. Die Zylinderinnenströmung wurde hier über ausgewählte Charakteristika (wie z.B. die Dehnungsgeschwindigkeit und Wirbelstärke) beschrieben, deren Einfluss auf die Brenngeschwindigkeit bereits im Vorfeld durch [92, 93] nachgewiesen wurde. Nachfolgend belegten gleiche Autoren die Existenz kohärenter Strukturen im Strömungsfeld eines Verbrennungsmotors [94]. Die Kopplung der gemessenen Geschwindigkeitsfelder mit numerischen Simulationsverfahren (CFD) führte folgend zu einem besseren Grundverständnis der Ursächlichkeit zyklischer Schwankungen in Verbrennungsmotoren [95].

Ein ausführlicher Literaturüberblick zu früheren Studien findet sich in [96]. Auch wenn sich diese Studie „lediglich“ auf homogen vorgemischte Ottomotoren beschränkt, so sind die darin enthaltenen phänomenologischen Ansätze dennoch grundlegend für die spätere Forschung. Chemische und physikalische Einflussfaktoren auf die innermotorische Verbrennung wurden hier erstmals getrennt voneinander betrachtet und bewertet. Chemische Faktoren (wie z.B. Brennstoff, Luftverhältnis und Restgasgehalt) beeinflussen demnach die Güte des

Ladungsgemisches und haben dadurch direkten Einfluss auf die Reaktionskinetik. Änderungen der aufgeführten Parameter wirken sich somit auf die Entwicklung des Flammkerns, die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit und damit verknüpft auf Variationen zwischen Einzelzyklen aus. [97] untersuchten den deterministische Effekt einer unvollständigen Verbrennung bzw. einer variierenden Gemischzusammensetzung (Kraftstoff, Luft und Restgas) auf das darauf folgende Arbeitsspiel. Neben Schwankungen im Strömungsfeld, der Gemischzusammensetzung (lokales und globales λ) und den Einlassrandbedingungen, liegt in der Ausrichtung des Zündfunkens sowie in variierenden Zündparametern (Zündenergie, Ausbildung des Zündfunkens) eine zusätzliche Einflussgröße auf die Ausbildung zyklischer Schwankungen im Brennraum [60, 63, 90, 98].

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass das einlassindizierte Strömungsfeld sowie die sich dadurch im Brennraum ausbildende Turbulenz, die globale Gemischbildung und Gemischpositionierung im Zylinder prägen. Die zeitliche und räumliche Varianz wirkt sich dann auf die spätere Zündung (Zündverzug), Entflammung sowie Flammenausbreitung aus [1, 8, 11, 84]. Die Fremdzündung ist dabei ebenfalls Schwankungen unterworfen, die hier zusätzlich überlagern. Die variierenden Brennstoffumsatzraten führen nach der Verbrennung zu veränderten Restgaszusammensetzungen und abweichenden thermodynamischen Randbedingungen im Zylinder [14, 70, 99]. Dies pflanzt sich wiederum auf die Startbedingungen des Ladungswechsels im nächsten Zyklus fort und bewirkt somit eine Kopplung aufeinanderfolgender Arbeitsspiele [1, 18].

3 Wechselwirkungen zwischen Licht und Materie

Optische Messverfahren eignen sich aufgrund ihrer nicht-invasiven Natur hervorragend dazu, skalare aber auch vektorielle Zustandsgrößen ohne direkte Einflussnahme zu erforschen. In Abhängigkeit vom jeweiligen Messverfahren lassen sich so nicht nur qualitative, sondern auch quantitative Informationen gewinnen. Die Komplexität des optischen Aufbaus sowie der einzusetzende finanzielle Aufwand unterscheiden sich dabei stark voneinander, obwohl die zugrundeliegenden Messtechniken allesamt auf Wechselwirkungen zwischen Licht und Materie beruhen. Abbildung 3.1 führt die wichtigsten Interaktionen auf und zeigt mögliche Wellenlängenverschiebung zwischen ein- und ausfallendem Licht.

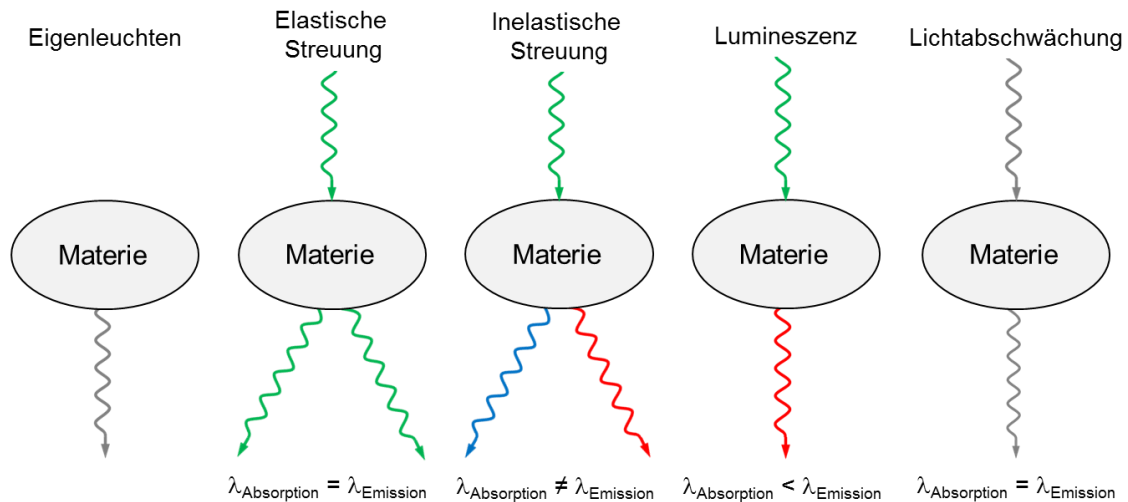


Abbildung 3.1: Wechselwirkungen zwischen Licht und Materie [100].

3.1 Eigenleuchten

Die Ursache für die Emission elektromagnetischer Strahlung liegt beim Eigenleuchten in einer chemischen Anregung (Chemilumineszenz) oder aber im thermischen Zustand (Inkandeszenz bzw. Schwarzkörperstrahlung) der Materie. Die emittierte Strahlung unterscheidet sich dabei in der Wellenlänge und spektralen Breite der Emission. Schwarzkörperstrahlung besitzt beispielsweise ein breitbandiges Emissionsspektrum, dessen Form sich temperaturabhängig nach dem planckschen Strahlungsgesetz verschiebt. Da die Anregung der Materie in beiden Fällen ohne eine externe Lichtquelle erfolgt, spricht man beim Eigenleuchten von einer passiven Strahlungsemission.

3.2 Elastische Streuung

Bei einem elastischen Streuprozess findet durch die Wechselwirkung zwischen Licht und Materie keine Energiekonversion bzw. kein Energietransfer statt. Bestrahlungs- und Streuungswellenlänge sind folglich identisch. Elastische Streuprozesse können in festen, flüssigen aber auch gasförmigen Medien beobachtet und genutzt werden. Die Intensität des Streuprozesses hängt von der Wellenlänge des Lichts, der Partikelgröße und den Brechungsindizes der Medienpaarung ab. Elastische Streuprozesse an sphärischen Partikeln lassen sich allgemein durch die Lorenz-Mie-Theorie beschreiben und abhängig von der Größe des Streupartners in drei Regime unterteilen. In der Regel wird die Partikelgröße über die dimensionslose Größe x beschrieben:

$$x = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (3.1)$$

x	: Dimensionslose Größe
r	: Radius des sphärischen Partikels
λ	: Wellenlänge

Tabelle 3.1 zeigt die Gliederung der elastischen Streuung nach der Lorenz-Mie-Theorie über die dimensionslose größenabhängige Kennzahl x . Rayleigh-Streuung beschreibt die Streuung an Partikeln deren Durchmesser deutlich kleiner als die Anregungswellenlänge des Lichts ist ($x \ll 1$). Über Rayleigh-Streuung an Molekülen lassen sich bei bekannten Streuquerschnitten beispielsweise Teilchenzahldichten in Gasen bestimmen. Eine spektrale Zuordnung der streuenden Spezies kann mittels Rayleigh-Streuung jedoch nicht erfolgen, da im Molekül kein Energietransfer stattfindet.

Das Regime der Mie-Streuung beschreibt den Übergangsbereich zwischen Rayleigh-Streuung und klassischer geometrischer Optik. Die Partikeldurchmesser besitzt in diesem Grenzbereich in etwa die Größe der Bestrahlungswellenlänge ($x \approx 1$). Ist der Durchmesser des Partikels wesentlich größer als die Bestrahlungswellenlänge ($x \gg 1$) findet am Körper Streuung statt, die den Gesetzmäßigkeiten der geometrischen Optik folgt. Die Lösung der Maxwell-Gleichungen nähert sich hier der klassischen Brechung an einer Kugel an.

Tabelle 3.1: Größenabhängige Approximationsansätze für die Wechselwirkungen zwischen Licht und sphärischen Partikeln nach Lorenz-Mie-Theorie.

Regime	Approximation der Streuung über
$x \ll 1$	Rayleigh-Streuung
$x \approx 1$	Mie-Streuung
$x \gg 1$	Geometrische Optik

Abbildung 3.2 illustriert die Streuregime abhängig von der Bestrahlungswellenlänge, dem Partikelradius und der sich daraus ergebenden dimensionslosen Größe x .

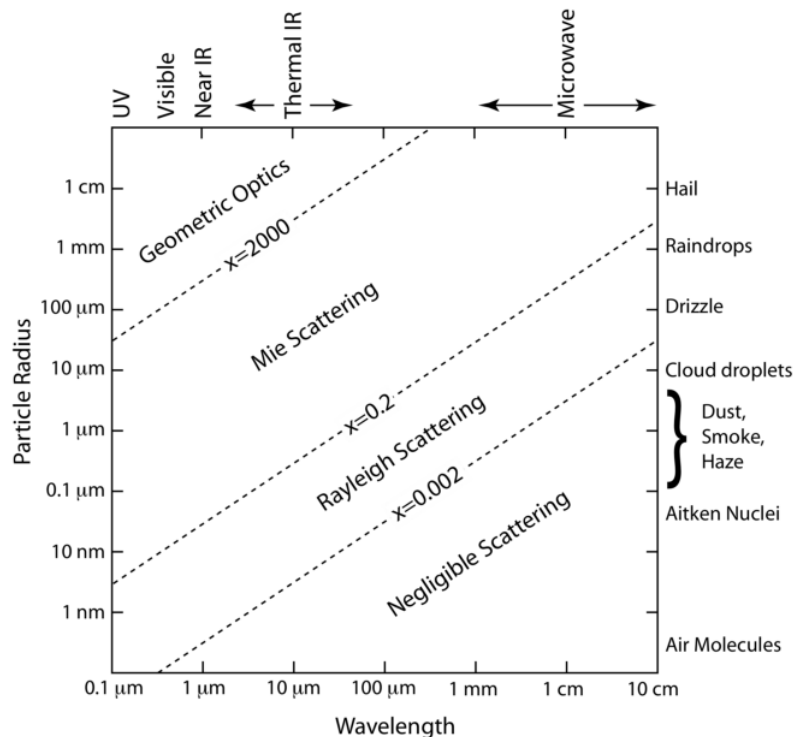


Abbildung 3.2: Regime der Lichtstreuung nach Lorenz-Mie-Theorie [101].

Die Unterteilung der Regime über die dimensionslose Größe x deckt sich mit den Werten aus Tabelle 3.1. Die Streuleistung P_s elastischer Streuprozesse entscheidet in der Regel über Anwendbarkeit bildgebender Mess-techniken und ist dabei abhängig vom Streuquerschnitt σ_s des Partikels. Dieser ist wiederum eine Funktion des Partikeldurchmessers und der Bestrahlungswellenlänge und unterscheidet sich abhängig vom Streuregime Tabelle 3.2. Die Streuleistung ist definiert über:

$$P_s = I_0 \sigma_s = I_0 Q_s A \quad (3.2)$$

P_s	: Streuleistung
I_0	: Einfallende Lichtintensität
σ_s	: Streuquerschnitt
Q_s	: Streueffizienz
A	: Partikelfläche

Große Partikel verfügen somit zwar über einen großen Streuquerschnitt und dadurch über eine höhere Streuleistung (s. Formel 3.2), folgen einer Strömung aufgrund der großen Masse nun aber schlechter. Ist das bestrahlte Partikel hingegen klein, ist das detektierte Streusignal schwach. Mess- und Hintergrundsignal liegen dann auf einem ähnlichen Niveau. Eine quantitative bildgebende Messung ist somit fehlerbehaftet oder gar unmöglich. Tabelle 3.2 vergleicht den Streuquerschnitt eines zweiatomigen Moleküls (wie z.B. Stickstoff oder Sauerstoff) mit dem Streuquerschnitt größerer Partikel.

Tabelle 3.2: Streuquerschnitt als Funktion der Partikelgröße und der Bestrahlungswellenlänge [102].

Durchmesser	Streuquerschnitt
Molekül	$\cong (d_p / \lambda)^6 \cong 10^{-33} \text{ m}^2$
Partikel 1 μm	$\cong (d_p / \lambda)^4 \cong 10^{-12} \text{ m}^2$
Partikel 10 μm	$\cong (d_p / \lambda)^2 \cong 10^{-9} \text{ m}^2$

Da die Streuleistung linear mit dem Streuquerschnitt ansteigt und sich dieser für die drei charakteristischen Bereiche mit einer anderen Abhängigkeit zum Durchmesser errechnet, ergibt sich nach Lorenz-Mie-Theorie der in Abbildung 3.3 dargestellte Verlauf über die Regime.

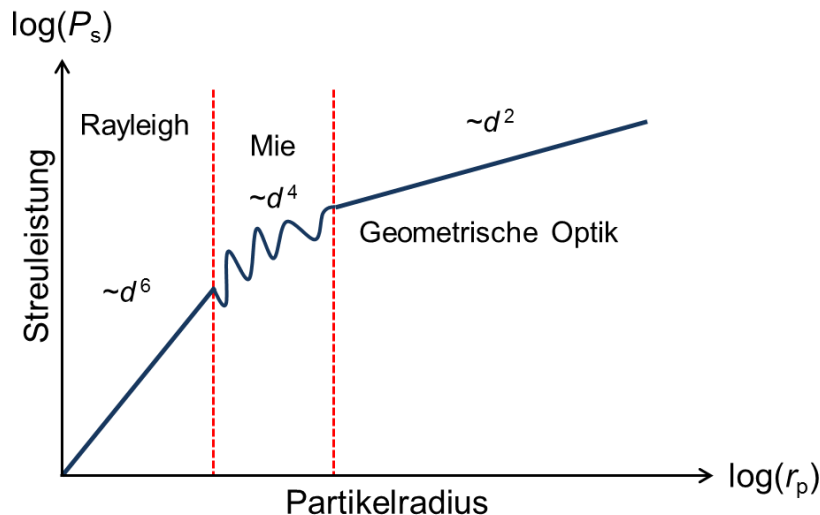


Abbildung 3.3: Streuleistung in Abhängigkeit vom Teilchenradius des Partikels [103].

Zudem ist die Streuintensität gekoppelt an die Stoffeigenschaften, die Partikelform, die Polarisationsrichtung und an den Observationswinkel [104]. Abbildung 3.4 zeigt die Richtungsabhängigkeit der totalen Streuintensität eines Wassertropfens (Durchmesser 1 mm) bei Bestrahlung.

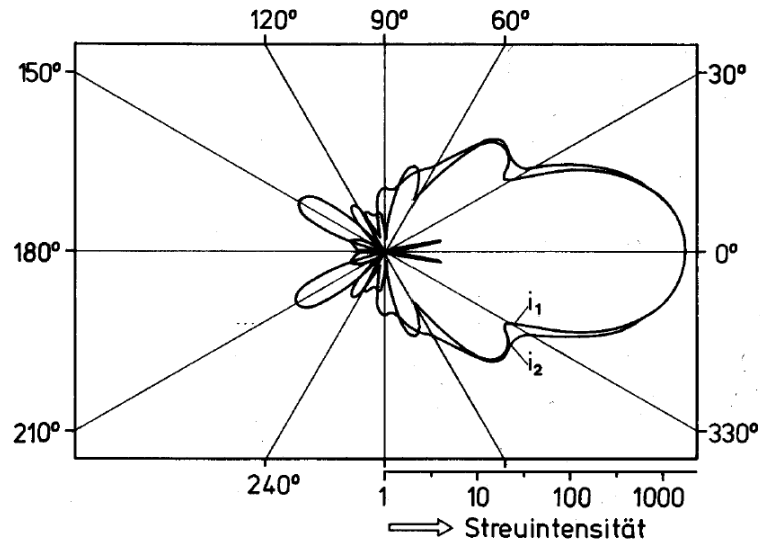


Abbildung 3.4: Richtungsabhängigkeit der Streuintensität eines Wassertropfens ($n = 1,33$, $r_p = 0,5$ mm) in logarithmischer Darstellung nach Mie-Theorie. Senkrecht (i_1) bzw. parallel (i_2) zur Polarisationsrichtung einfallendes Licht [21].

Gerade bei einer Detektion der Streuung orthogonal zur Beleuchtungsrichtung, die in der Regel der Detektionsrichtung des Kamerasystems entspricht, ist diese besonders schwach. Eine detailliertere Beschreibung der zugrundeliegenden Theorie ist [105] zu entnehmen.

3.3 Inelastische Streuung

Bei inelastischen Streuprozessen bewirkt die Wechselwirkung zwischen Licht und Materie eine Energiekonversion, die sich in einer charakteristischen Abweichung zwischen Absorptions- und Emissionsspektrum zeigt. Raman-Streuung gründet sich beispielsweise auf der Interaktion des Lichts mit Rotations- oder Vibrationsübergängen eines Moleküls. Hierbei kann es je nach Richtung des Energietransfers zu einer spektralen Rot- (Stokes-Streuung) bzw. Blauverschiebung (Anti-Stokes-Streuung) der Emissions- bezogen auf die Anregungswellenlänge kommen.

3.4 Lumineszenz

Befindet sich ein Teilchen infolge von optischer Anregung oder chemischen Reaktionen (Chemilumineszenz) in einem elektronisch angeregten Zustand, kann es zur spontanen Lichtemission durch Fluoreszenz kommen. Diese tritt bei der Relaxation aus einem angeregten elektronischen Zustand in den niedrigeren (in der Regel in den Grundzustand) auf. Im Unterschied zur Phosphoreszenz erfolgen Fluoreszenzübergänge zwischen Zuständen gleichen Spins. Die angeregten Zustände weisen daher kurze Lebensdauern auf, die Fluoreszenz dementsprechend kurze Abklingzeiten. Das Fluoreszenzlicht ist gegenüber der Anregungswellenlänge in der Regel überwiegend rotverschoben (Stokes'sche Regel), da zunächst höhere Schwingungszustände des angeregten Zustands besetzt werden, die ihre Energie dann durch Schwingungsrelaxation abgeben [106].

3.4.1 Laserinduzierte Fluoreszenz

Laserinduzierte Fluoreszenz lässt sich als zweistufiger Prozess beschreiben, bei dem ein Molekül durch Absorption eines Laserphotons vom Grundzustand in den elektronisch angeregten Zustand angeregt wird. Im

Infolge dessen kommt es bei der Relaxation in den Grundzustand zur spontanen Emission eines Fluoreszenzphotons. Die Lebensdauer des angeregten Zustandes beträgt typischerweise 1–100 ns [107]. Konkurrierende photochemische sowie photophysikalische Energietransferprozesse sorgen zudem für eine strahlungslose Depopulation des angeregten Zustands und dadurch für eine Verminderung der Signalintensität. Die Desaktivierung kann dabei wie folgt unterteilt werden:

Photochemische Energiekonversion

- Prädissoziation: Spontaner Zerfall des Moleküls aus dem angeregten Zustand
- Photoionisation: Molekül wird energetisch über die Ionisationsgrenze angehoben
- Photodissoziation: Auftrennung einer molekularen Bindung durch Absorption weiterer Photonen im angeregten Zustand

Photophysikalische Energiekonversion

- Lichtemission (Fluoreszenz oder Phosphoreszenz)
- Strahlungsloser Übergang durch Energietransfer im Molekül
- Strahlungsloser Übergang durch Stoßlöschung (Quenching)

Die komplexen Energieumwandlungsprozesse mehratomiger Moleküle lassen sich in einem Jablonski-Diagramm veranschaulichen. Diese eindimensionale Darstellung der molekularen Energietransfermechanismen zeigt die möglichen Konversionspfade nach elektronischer Anregung des Moleküls auf [107]. Abbildung 3.5 illustriert das Jablonski-Diagramm mit den möglichen Energietransferprozessen innerhalb eines Moleküls nach elektronischer Anregung in den S_1 -Zustand.

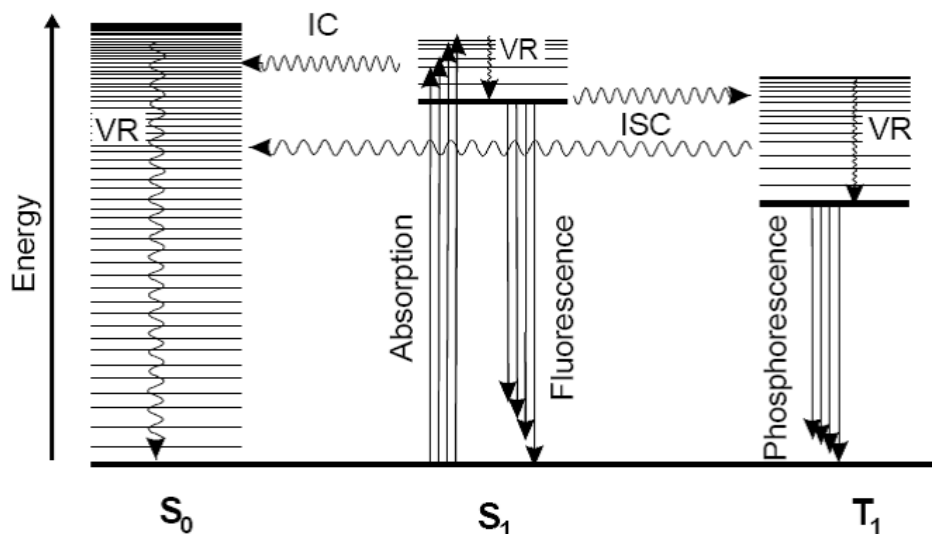


Abbildung 3.5: Energiekonversionspfade für die photophysikalische Desaktivierung elektronisch angeregter organischer Moleküle dargestellt im Jablonski-Diagramm [108].

Im Jablonski-Diagramm kennzeichnet S_0 den Grund- und S_1 den ersten elektronisch angeregten Zustand des Moleküls. Strahlungslose Energieübergänge sind in Abbildung 3.5 als Wellenlinien gezeichnet. Im Fall der Schwingungsrelaxation (Vibrational Relaxation, VR) erfolgt eine strahlungslose Desaktivierung des Moleküls durch den Energieübertrag aus einem höheren Schwingungsniveau, an energetisch niedriger liegende Translations-, Rotations- und Schwingungszustände. Elektronisch angeregte Zustände können aber auch durch interne Konversion (Internal Conversion, IC) in einen hochangeregten Schwingungszustand eines tieferliegenden elektronischen Zustandes gleicher Multiplizität überführt werden und von dort strahlungslos relaxieren. Des Weiteren kann eine strahlungslose Desaktivierung durch Interkombination (Inter System Crossing, ISC) aus einem angeregten Singulettzustand in einen Triplettzustand (oder zurück) erfolgen. Hier kommt es aufgrund von Spin-Bahn-Wechselwirkungen zu einer Änderung der Multiplizität des Moleküls [106-109].

Die strahlungsbehaftete Relaxation eines Moleküls aus dem angeregten Zustand in den Grundzustand wird allgemein als Lumineszenz bezeichnet. Erfolgt die strahlende Desaktivierung aus dem spinerlaubten Übergang zweier Singulettzustände ($S_1 \rightarrow S_0$) spricht man von Fluoreszenz. Findet die Relaxation hingegen aus dem angeregten Triplettzustand statt ($T_1 \rightarrow S_0$) kommt es zur Phosphoreszenz. Da dieser angeregte Zustand eine andere Multiplizität als der Grundzustand besitzt ist die Rückkehr in den Grundzustand nach den Auswahlregeln „verboten“ und erfolgt daher deutlich langsamer. Typische Lebensdauern betragen hier Millisekunden bis Sekunden [109]. Die spontane Lichtemission beider Lumineszenzprozesse ist in der Regel relativ zur Anregungswellenlänge rotverschoben und lässt sich unter genauer Kenntnis der photophysikalischen und innermolekularen Vorgänge und der Kenntnis der Umgebungsbedingungen zur Quantifizierung verschiedener Zustandsgrößen im Messvolumen nutzen [110]. Die Grundgleichung beschreibt die Einflussfaktoren auf die zu erwartende Detektionsintensität nach Anregung mit geringer Laserintensität (Lineare-LIF):

$$I_{\text{LIF}} = I_{\text{Laser}} n \sigma(\lambda, T) \phi(\lambda, T, p, p_{\text{O}_2}) \Omega \eta \quad (3.3)$$

I_{LIF}	: Detektierte Fluoreszenzsignalintensität
I_{Laser}	: Laserintensität
n	: Teilchenzahldichte
σ	: Absorptionsquerschnitt
ϕ	: Fluoreszenzquantenausbeute
$\Omega \eta$: Detektionseffizienz des optischen Aufbaus

Formal setzt sich die detektierte Signalintensität aus der Teilchenzahldichte des gewählten Tracers, dem Absorptionsquerschnitt, der Fluoreszenzquantenausbeute des Moleküls sowie der eingekoppelten Laserintensität zusammen. Hinzu kommt die Detektionseffizienz des eingesetzten Kamerasystems [108, 110-113].

Eine Anregung aus dem Grundzustand erfolgt in der Regel mithilfe von Lasersystemen im UV. Die Wellenlänge und Laserintensität I_{Laser} der genutzten Systeme, wird entsprechend der benötigten Anregungsenergie auf den Tracer angepasst.

Die Wahrscheinlichkeit einer elektronischen Anregung aus dem Grundzustand (mit temperaturabhängiger Besetzung) wird über den Absorptionsquerschnitt σ des Moleküls beschrieben. Dieser ist wellenlängenabhängig und mathematisch wie folgt definiert:

$$\sigma(\lambda, T) = \frac{h \nu_1 B_{12}}{c \Delta \nu_1} \quad (3.4)$$

σ	: Absorptionsquerschnitt
h	: Planck'sches Wirkungsquantum
B_{12}	: Einsteinkoeffizient für stimulierte Absorption
c	: Lichtgeschwindigkeit
ν_1	: Frequenz des Photons

Die Energie des absorbierten Photons beträgt hier $h \nu_1$. Die Zahl der pro Zeiteinheiten absorbierten Photonen ist dabei proportional zur Konzentration der Moleküle im Grundzustand und zum Photonenfluss.

Die Fluoreszenzquantenausbeute ϕ kann als Wirkungsgrad der strahlungsbehafteten Desaktivierung eines Moleküls angesehen werden. Die Quantenausbeute wird aus dem Verhältnis des Einsteinkoeffizienten für die spontane Emission A_{21} und der Summe beider Desaktivierungsgeschwindigkeiten ($A_{21} + Q_{21}$) gebildet.

$$\phi(\lambda, T, p, p_{O_2}) = \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} \quad (3.5)$$

A_{21} : Einsteinkoeffizient für stimulierte Emission

Q_{21} : Stoßlöschungsrate

Die Fluoreszenzquantenausbeute ist Wellenlängen-, Temperatur- und Druckabhängig [108]. Zudem variiert die Quantenausbeute mit der Gaszusammensetzung aufgrund intermolekularer Stoßprozesse [107].

Stoßlöschungsprozesse führen allgemein zu einer strahlungslosen Desaktivierung des angeregten Zustandes und damit zu einer verringerten Fluoreszenzintensität. Die Stoßlöschrate Q_{21} ist die Wahrscheinlichkeit mit der ein im angeregten Zustand befindliches Molekül durch Stoßlöschung an einem anderen Teilchen in ein energetisch tieferliegendes Niveau verschoben wird [106]. Die Rate der Stoßlöschung ist von der Art und Konzentration der Stoßpartner abhängig und erfordert immer einen unmittelbaren molekularen Kontakt zwischen Fluorophor und Quencher.

Zur Beschreibung der dynamischen Fluoreszenzlöschung (Stoßlöschung) wird nun die Stern-Volmer-Gleichung eingeführt. Diese beschreibt die Abhängigkeit zwischen der Fluoreszenzquantenausbeute eines Tracers und der Konzentration eines Quenchers [Q] [114].

$$\frac{I_0}{I} = 1 + k_q \tau_0 [Q] \quad (3.6)$$

I_0 : Fluoreszenzintensität in Abwesenheit eines Quenchers

I : Fluoreszenzintensität in Anwesenheit eines Quenchers

k_q : Geschwindigkeitskonstante für den Stoßlöschungsprozess

τ_0 : Lebensdauer des angeregten Zustandes

[Q] : Quencherkonzentration

Das Produkt aus bimolekularer Quenchingkonstante bzw. der Geschwindigkeitskonstante für den Stoßlöschungsprozess k_q und Lebensdauer des angeregten Zustandes τ_0 wird auch als Stern-Volmer-Konstante bezeichnet:

$$K_{SV} = k_q \tau_0 \quad (3.7)$$

K_{SV} : Stern-Volmer-Konstante

Die Stern-Volmer-Konstante stellt also ein Maß für die Auswirkung von Stoßpartnern auf die Signalintensität im Experiment dar (Abbildung 3.6). Mithilfe dieser Konstante lässt sich nun die relative Stärke des Effektes in Relation zu anderen Desaktivierungsprozessen einordnen. Ist die effektive Lebensdauer bekannt, kann aus der Stern-Volmer-Konstanten ebenfalls die Geschwindigkeitskonstante für den Stoßlöschungsprozess bestimmt werden.

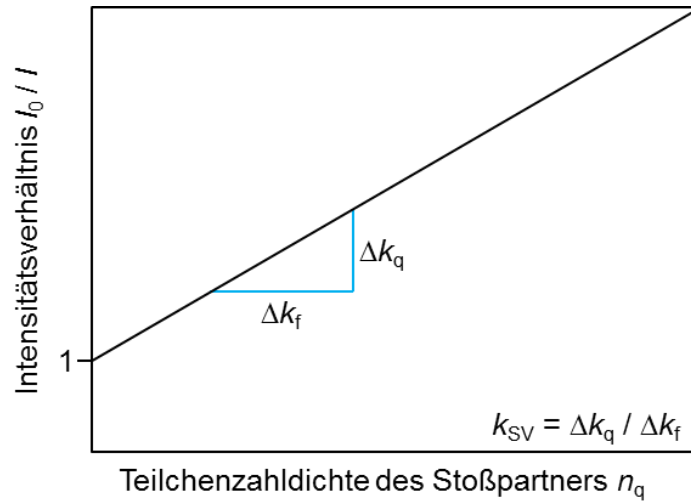


Abbildung 3.6: Schematischer Stern-Volmer-Plot [108].

Die Fluoreszenzquantenausbeute kann also auch über folgenden mathematischen Zusammenhang ausgedrückt werden:

$$\phi = \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} = \frac{k_f}{k_f + k_w + k_q[Q]} \quad (3.8)$$

k_f : Geschwindigkeitskonstante für den Fluoreszenzprozess

k_w : Geschwindigkeitskonstante für den Prozess unter Wärmeabgabe

k_q : Geschwindigkeitskonstante für den Stoßlöschungsprozess

Die Geschwindigkeitskonstanten ergeben sich dabei über die drei Reaktionspfade, die eine Relaxation in den Grundzustand bewirken können:



F^* : Elektronisch angeregter Zustand

F : Grundzustand

Neben dem strahlungsbehafteten Übergang vom angeregten Zustand in den Grundzustand durch Fluoreszenz, kann die Energie ebenfalls strahlungslos in Form von Wärme oder über Stoßlöschung an die Umgebung abgegeben werden. Die Geschwindigkeitskonstanten der Deaktivierungsprozesse sind dabei den Reaktionsgleichungen zu entnehmen.

Ein weiterer Faktor, der sich auf die gemessene Fluoreszenzintensität auswirkt (s. Formel 3.3), ist die Detektionseffizienz des optischen Aufbaus. Diese ist abhängig von den eingesetzten optischen Komponenten, der Entfernung und Ausrichtung zur Messebenen sowie dem verwendeten Kamerasystem.

Ortsaufgelöste, quantitative Messungen thermodynamischer Zielgrößen sind über eine geeignete Interpretation des LIF-Signals möglich. Die Genauigkeit einer Messung hängt hier allerdings von der exakten spektroskopischen Charakterisierung des Fluoreszenzsignals bei variierenden Einflussfaktoren ab. Die Messpräzision skaliert allgemein mit dem Gesamtsignal und der Sensitivität gegenüber der Wirkgröße [108, 109, 111-113].

3.4.1.1 Laserinduzierte Fluoreszenz an Tracermolekülen

Als Fluoreszenztracer bezeichnet man im Kontext dieser Arbeit fluoreszierende organische Spezies, die ein nicht fluoreszierendes Medium (z.B. einen verdampften Kraftstoff) repräsentieren. Das Ziel ist es, anhand der gemessenen Fluoreszenzintensität auf die lokale Konzentration des Kraftstoffs zu schließen.

Abhängig vom Absorptionsspektrum des Tracers und der benötigten Energiedifferenz zwischen Grund- und angeregtem Zustand werden UV-Laser unterschiedlicher Wellenlängen eingesetzt. Zur Anregung aromatischer und ketonischer Tracer werden typischerweise KrF-Excimerlaser ($\lambda = 248$ nm) [115-117], frequenzvervielfachte Nd:YAG-Laser ($\lambda = 266$ nm) [118-120] oder aber XeCl-Excimerlaser ($\lambda = 308$ nm) [115, 121, 122] verwendet. Zudem können mithilfe abstimmbarer Farbstofflaser oder dem Einsatz von Raman-Shifttern [121, 122] weitere Anregungswellenlängen erreicht werden. Auf den Einsatz dieser zusätzlichen Wellenlängen wird aber meist angesichts der Anwendungsseltenheit und der geringen erzielbaren Pulsenergien verzichtet. Um auch mit Hochleistungslasern geringer Pulsdauern im Regime der linearen LIF (linearer Zusammenhang zwischen eingekoppelter Laserleistung und emittierter Fluoreszenz) anzuregen, werden zudem optische Aufbauten zur Streckung des Laserpulses eingesetzt [123]. Aufgrund der Emissionscharakteristik mit Pulsbreiten von bis zu 20 ns, sind Gaslaser hier eindeutig im Vorteil.

Generell ist beim Einsatz von Tracern darauf zu achten, dass die eingesetzte Teilchenzahldichte n im Messvolumen nicht zu groß gewählt wird. Sogenanntes Selbstquenching (Stoßlöschung an Tracermolekülen) führt ansonsten ebenfalls zu einer abweichenden Linearität zwischen LIF-Intensität und Teilchenanzahl. Zur Zudosierung des Tracers in die Gasphase werden abhängig vom Anwendungsfall teils primitive Verdampfersysteme (sog. Bubbler) eingesetzt, die lediglich eine relative Anpassung der Fluoreszenzsignalintensität im Messvolumen erlauben. Aufwendigere regelbare Verdampfer (Controlled Evaporation and Mixing Systems, CEM) oder parametrierbare Einspritzsysteme ermöglichen hingegen eine quantitative Anpassung der Tracerkonzentration im Messvolumen. Die Temperatur im Verdampfer sollte die niedrigste Temperatur im Gesamtsystem darstellen. Dies verhindert die unerwünschte Kondensation des gasförmigen Tracers im experimentellen Aufbau. Aus diesem Grund stellt der Dampfdruck des Tracers den limitierenden Faktor für die zu erreichende Tracerkonzentration im Messvolumen dar [124]. In reaktiven Strömungen bewirken zu hohe Tracerteilchenzahldichten u.U. eine Beeinträchtigung der Reaktionschemie. In Verbrennungsmotoren kann sich eine hohe Teilchendichte zudem in einem veränderten Druckverlauf (Verbrennung) bemerkbar machen. Eine zeitlich versetzte Verdampfung führt beispielsweise zu einer verschleppten Gemischbildung und einer verzögerten Brennstoffumsetzung [125, 126]. Die Tracerkonzentration ist in diesen Fällen so zu wählen, dass die Gemischbildung und Reaktionschemie unbeeinflusst bleibt.

Der Absorptionsquerschnitt eines Moleküls ist anhängig von der Anregungswellenlänge sowie der Temperatur (s. Formel 3.4). Für die gängigsten Tracer (z.B. Toluol, Naphthalin und Aceton) existieren temperatur- und wellenlängenabhängige Absorptions- und Emissionsspektren, mit deren Hilfe sich die gewählte Anregungswellenlänge sowie das spektrale Detektionsband bereits im Vorfeld auf die Messgröße abstimmen lassen [108]. Bei spektroskopisch schlechter charakterisierten Molekülen fehlen diese Informationen [124].

Die Abschwächung des Laserlichts entlang der Einkopplungsrichtung soll bei LIF-Untersuchungen möglichst klein gehalten werden. Mithilfe einer geeigneten Kombination aus gewähltem Tracer, eingebrachter Tracermenge und verwendeter Anregungswellenlänge wird dies typischerweise erreicht. Zudem wird der optische Aufbau meist so angepasst, dass kurze Weglängen durch das Messvolumen entstehen.

Die Fluoreszenzquantenausbeute (Formel 3.5) ist ebenfalls eine Funktion der Temperatur und der Anregungswellenlänge, aber auch des Gesamtdrucks und des Sauerstoffpartialdrucks. Sind die Quereinflüsse des Tracers spektroskopisch erforscht, ist die Messgröße von hohem diagnostischem Wert. Undefinierte Querempfindlichkeiten führen andernfalls zu einer nicht-interpretierbaren Signalbeeinflussung und machen dadurch eine Quantifizierung der Fluoreszenzquantenausbeute unmöglich.

Der Detektionswinkel und die Quanteneffizienz des bildgebenden Systems werden durch den experimentellen Aufbau und das eingesetzte Kamerasystem bestimmt. Abhängig vom Arbeitsabstand und den verwendeten Optiken kann es hier zu beachtlichen Differenzen in der Signalausbeute kommen. Das Emissionsspektrum des Tracers entscheidet über die Auswahl der Optiken und des Kamerasystems. Während bei Aceton beispielsweise konventionelle Bildsensoren und Optiken zur Detektion der Fluoreszenz im sichtbaren Spektralbereich eingesetzt werden können, bedarf es bei der Toluol-LIF dem Einsatz von spezialisiertem Equipment. Da die Toluol-Fluoreszenz im UV liegt muss hier auf kostspieligere UV-transparente Optiken und ein UV-empfindliches Kamerasystem zurückgegriffen werden.

3.4.1.2 Anforderungen an Tracer

Nicht-invasive bildgebende Messverfahren zur quantitativen Bestimmung der lokalen Kraftstoffkonzentrationen- und Gasphasentemperaturverteilung sowie des lokalen Äquivalenzverhältnisses durch LIF werden häufig zur Weiterentwicklung und Validierung moderner, leistungsstarker Strömungs- und Verbrennungs-Simulationsansätze eingesetzt. Zudem werden die Messungen zur Optimierung des Messverfahrens (Messgenauigkeit und Messpräzision) eingesetzt und zur Abschätzung von Grenzen der jeweiligen Messmethode genutzt. Durch den Einsatz tracerbasierter LIF-Techniken, die an kraftstoffeigenen bzw. beigemengten Fluoreszenzmarkern durchgeführt werden, lassen sich die gewünschten Messgrößen nur unter exakter Kenntnis der spektroskopischen Eigenschaften des Tracers bestimmen. Diese variieren abhängig vom Tracer, der genutzten Anregungswellenlänge und den Umgebungsbedingungen (Temperatur, Druck und Gas- bzw. Restgaszusammensetzung). Die Messtechnik basiert dabei auf dem Ansatz einer idealen Durchmischung von Kraftstoff und Tracer in der eingespritzten Flüssigkeit sowie der sich nach der Verdampfung ausbildenden Gasphase. Nach Anregung im UV gibt das Fluoreszenzsignal die lokale Tracerkonzentration in der Messebene wieder, die wiederum proportional zur lokalen Kraftstoffkonzentration ist. Eine quantitative Auswertung der „natürlichen“ LIF von Standardkraftstoffen ist in der Regel nicht möglich [108], da

- die verschiedenen Siedepunkte und Transporteigenschaften zu einer inhomogenen, zeitlich verzögerten Verdampfung und Gemischbildung im Vergleich zur Einzelkomponente führen,
- die Fluoreszenzbeiträge des Mehrkomponentengemisches individuell unterschiedliche Abhängigkeiten bzgl. p , T , x_i besitzen können,
- die photophysikalischen Wechselwirkungen zwischen den Molekülen (z.B. Schwingungsenergie transfer oder Quenching) eine quantitative Interpretation des Fluoreszenzsignals unmöglich machen,
- die chemische Reaktivität bzw. der Zerfall zwischen den Komponenten abweicht und
- kommerzielle Kraftstoffe eine häufig wechselnde Zusammensetzung besitzen.

Angeichts der unbekannten Zusammensetzung kommerzieller Kraftstoffe ist die Interpretation der „natürlichen LIF“ sehr schwierig, deren Quantifizierung demzufolge äußerst fehlerbehaftet. In der Regel werden daher spektroskopisch charakterisierte Tracer (wie z.B. Aromaten, Ketone, Aldehyde, Amine) [108] nicht-fluoreszierenden Modellkraftstoffen wie z.B. iso-Oktan beigemischt, um aus LIF-Messungen exakte Rückschlüsse auf die im Brennraum anliegenden Bedingungen ziehen zu können. Die Sensitivität gegenüber der zu messenden Zielgröße, die Umgebungsbedingungen und das zur Verfügung stehende Messequipment, entscheiden darüber, welcher Tracer eingesetzt wird. Aufgrund der hohen Fluoreszenzquantenausbeuten können Aromaten beispielsweise in sehr geringen Konzentrationen dem Kraftstoff zugeführt werden. Die Eigenschaften des Modellkraftstoffs bleiben daher im motorischen Betrieb weitgehend unbeeinflusst.

Aromaten werden aufgrund ihrer breitbandigen Absorptionsspektren, die mit gewöhnlichen Gas- oder Festkörperlasern erreicht werden können und ihrer hohen Absorptionsquerschnitte, häufig als Kraftstoffmarker verwendet. Die hohe Sensitivität des Fluoreszenzsignals gegenüber der Gasphasentemperatur sowie Sauerstoffkonzentration durch Quenching bietet zudem die Möglichkeit, die Temperaturverteilung, die Sauerstoffkonzentration oder das Äquivalenzverhältnis (über FARLIF [127]) im Brennraum zu messen. Der abnehmende relative Einfluss von Stoßlöschung durch Sauerstoff auf die absolute Fluoreszenzintensität bei steigender Temperatur, führt jedoch nur zu einer eingeschränkten Anwendbarkeit des FARLIF-Ansatzes in Motoren [109, 112, 128].

3.4.1.3 Spektroskopische Eigenschaften von Toluol

Obwohl die spektroskopischen Eigenschaften von Toluol schon relativ früh erforscht und dokumentiert wurden [112, 129], ist diese aromatische Verbindung bisher nur in wenigen innermotorischen Studien für quantitative Messungen verwendet worden [117-119]. Neben orts aufgelösten Untersuchungen zur Kraftstoffkonzentrations- und Gasphasentemperaturverteilungen [100, 117] hat sich die Toluol-LIF auch bei der Messung des Äquivalenzverhältnisses etabliert [127, 128].

Toluol besitzt ein breitbandiges, bei Raumtemperatur strukturiertes Absorptionsspektrum mit einem Absorptionspeak bei 260 nm. Mit steigender Temperatur kommt es zu einer spektralen Rotverschiebung aufgrund der Verschiebung des $S_0 \rightarrow S_1$ -Übergangs und einem Verlust an spektraler Struktur. Die Anregung von Toluol kann über einen breiten Spektralbereich erfolgen, wobei der Absorptionsquerschnitt für die gängigen Laserwellenlängen im UV mit steigender Temperatur zunimmt.

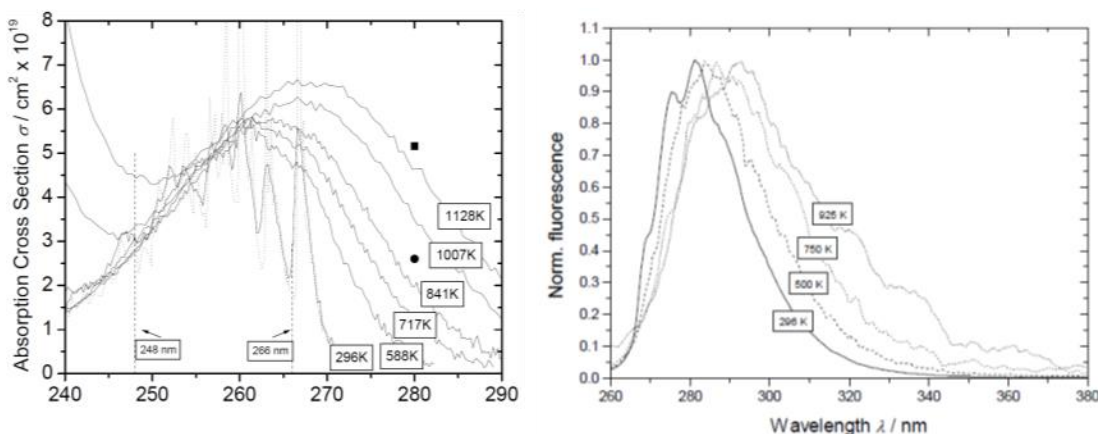


Abbildung 3.7: Absorptionsspektren von Toluol bei unterschiedlichen Temperaturen und spektralen Auflösungen. Gemessen in Zelle und Stoßwellenrohr [109]. Rechts: Toluol-LIF-Emissionsspektrum nach Anregung bei 248 nm und variierender Umgebungstemperatur [109].

Abbildung 3.7 (rechte Seite) zeigt das Toluol-LIF-Emissionsspektrum nach Anregungen bei 248 nm in Stickstoff. Das Spektrum weist einen kontinuierlichen, breitbandigen Verlauf mit einem Intensitätsmaximum bei 280 nm, bei einer spektralen Ausdehnung von 250–400 nm, auf. Mit zunehmender Temperatur verschiebt sich das Emissionsspektrum zu längeren Wellenlängen und wird breiter. Zusätzlich sinkt das spektral-integrierte Fluoreszenzintensität mit ansteigender Temperatur infolge der abfallenden Fluoreszenzquantenausbeute. In Abbildung 3.8 sind der Absorptionsquerschnitt und die Fluoreszenzquantenausbeute in Stickstoff als Funktion der Temperatur dargestellt. Bei einer Anregungswellenlänge von 248 nm ergibt sich für den abgeschätzten Temperaturbereich von 300–1000 K (Verdichtungsakt) ein nahezu konstanter Absorptionsquerschnitt von $\sigma = 3 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$. Die Fluoreszenzquantenausbeute fällt hingegen bei einer Anregungswellenlänge von 248 nm über den gleichen Temperaturbereich um drei Größenordnungen [108].

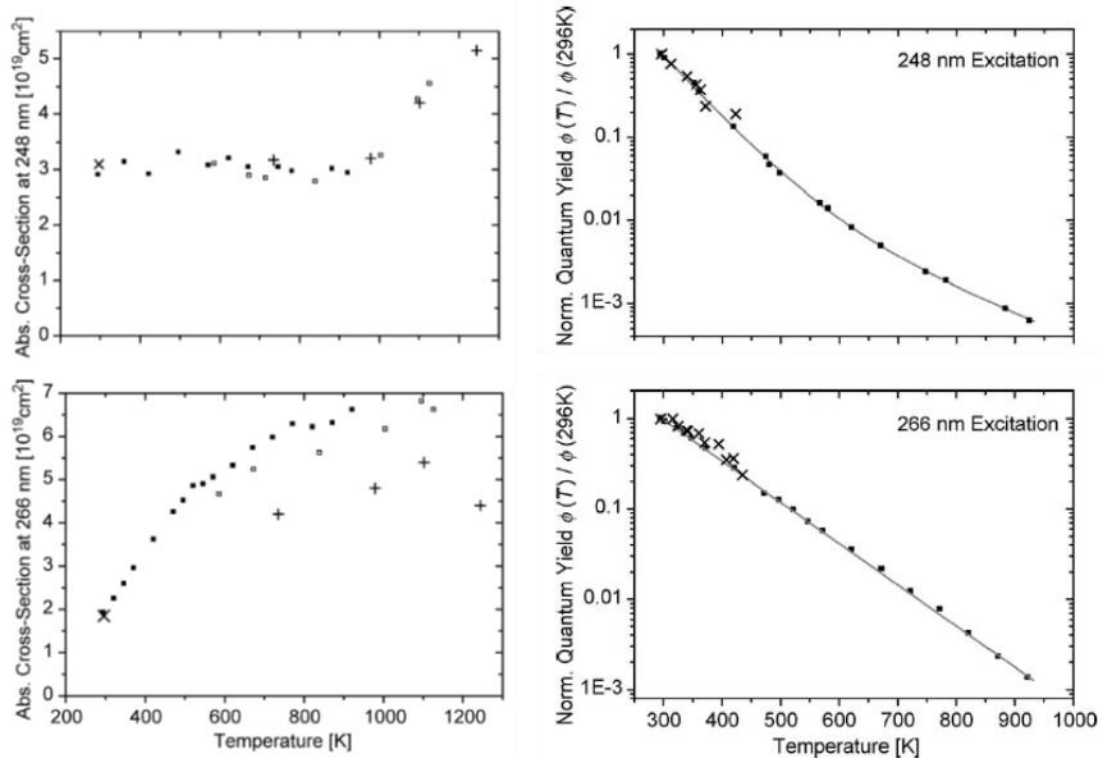


Abbildung 3.8: Absorptionsquerschnitte und Fluoreszenzquantenausbeuten von Toluol als Funktion der Temperatur für die Anregungswellenlängen 248 nm und 266 nm [108].

Der Vergleich der Absorptionsquerschnitte zeigt bei einer Anregung bei 266 nm einen deutlich abweichenden Verlauf. Dieser steigt, anders als bei einer Anregung mit 248 nm, mit steigender Temperatur und den Faktor 3 an. Die Fluoreszenzquantenausbeute weist hingegen einen ähnlichen Abfall wie nach einer Laseranregung bei 248 nm auf. Die Quantenausbeute fällt auch hier um den Faktor 1000.

Toluol-LIF besitzt also in N_2 eine starke Temperaturabhängigkeit, die durch die Fluoreszenzquantenausbeute mit steigender Temperatur dominiert wird. Aufgrund der starken Sensitivität der Fluoreszenzquantenausbeute auf Temperaturänderungen kann diese mit einer hohen Präzision bestimmt werden [109]. Die Temperatursensitivität ist jedoch bei einer Anregung bei 248 nm im Vergleich höher. Dies resultiert aus dem steigenden Absorptionsquerschnitt mit zunehmender Temperatur bei 266 nm [109].

Abbildung 3.9 zeigt den Einfluss des Sauerstoffpartialdrucks auf die emittierte Toluol-LIF nach Anregung bei 248 nm. Mit steigendem O_2 -Partialdruck erhöht sich die Stoßlöschungsrate, was sich auf das Emissionsspektrum auswirkt. Neben einer spektralen Rotverschiebung zeichnet sich ein Abfall der spektral integrierten Signalintensität infolge einer steigenden strahlungslosen Desaktivierung des Moleküls ab.

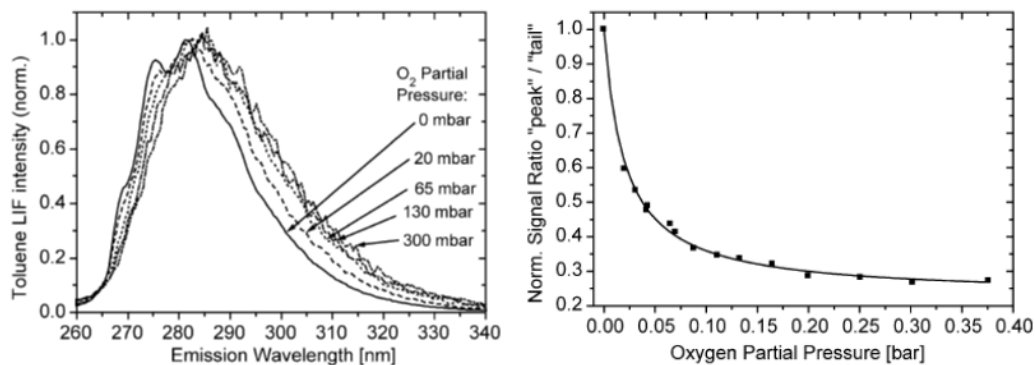


Abbildung 3.9: Einfluss des O_2 -Partialdrucks auf die Toluol-LIF-Intensität nach Anregung bei 248 nm. Links: Rotverschiebung des Emissionsspektrums, rechts: Abfall des Totalsignals mit steigendem O_2 -Partialdruck. [108].

Eine weitere Druckerhöhung hat keinen signifikanten Einfluss auf die Form des Spektrums [128]. Durch die O_2 -Partialdruckabhängigkeit kann mit Toluol (unter genauer Kenntnis der weiteren Einflussfaktoren auf die Toluol-LIF) auch die Sauerstoffkonzentration [130] oder das lokale Äquivalenzverhältnis bestimmt werden [127, 128]. Zudem ist eine Quantifizierung der Toluolkonzentration über die Signalintensität möglich. Auch hier sind dann aber alle Quereinflüsse (Temperatur, Gesamtdruck, Teilchenzahldichte und O_2 -Partialdruck) auf die LIF zu berücksichtigen [108]. Eine ausführliche Beschreibung der zu erwartenden LIF-Intensitäten bei sich ändernden Einflussfaktoren, findet sich in [109]. Die Modellierung der Toluol-LIF umfasst dabei die Wechselwirkungen mit den aufgeführten Einflussfaktoren unter motorischen Randbedingungen.

3.5 Lichtabschwächung

Absorptionsmesstechniken nutzen die Lichtabschwächung des durchstrahlenden Lichts durch die Materie aus, um Rückschlüsse auf die Konzentration oder Schichtdicke einer absorbierenden Substanz zu ziehen. Die Abschwächung der Anregungsintensität beim Durchgang durch einen absorbierenden Körper wird durch das Lambert-Beer'sche Gesetz beschrieben. Unter Verwendung breitbandigen Lichts sind mithilfe der Absorptionsspektroskopie Rückschlüsse auf Temperatur und Druck sowie die Konzentration verschiedener Spezies im Messvolumen möglich [131-134].

3.6 Laserlichtquellen

Aktive Messverfahren nutzen in der Regel gepulste Hochleistungslichtquellen zur Bestrahlung der Materie. Die dafür verwendeten Lasersysteme beruhen auf einer Lichtverstärkung durch stimulierte Emission von Strahlung. Beim Übergang eines angeregten Atoms in einen energetisch niedrigeren Zustand kommt es, durch Absorption eines Photons gleicher Energiedifferenz, zur Strahlungsemission, der sogenannten stimulierten Emission. Als aktive Medien werden sowohl Gase als auch Festkörper verwendet. Das gewählte Lasermedium entscheidet über die Wellenlänge der emittierten Strahlung. Laserlicht ist gerichtet, monochromatisch und kohärent.

3.6.1 Excimerlaser

Als Excimerlaser werden Gaslaser bezeichnet, die elektromagnetische Strahlung aus zweiatomigen Molekülen (Dimere) ohne stabilen Grundzustand erzeugen. Durch Anregen der Moleküle aus dem Grund- in den angeregten Zustand in einer Gasentladung werden kurzfristig stabile Dimere (sog. Excimere) gebildet [110]. Nach Abgabe der Anregungsenergie durch Emission von Strahlung im ultravioletten Spektralbereich zerfällt das aktive Lasermedium dann erneut in seine zwei Ausgangsatome. Der nicht bindende Grundzustand stellt bei Excimerlasern das untere Laserniveau dar und besitzt im Vergleich zum angeregten Zustand eine vernachlässigbare Lebensdauer. Diese Eigenschaft ist erwünscht und sorgt damit nach der Bildung von Excimeren unmittelbar für eine Besetzungsinversion [135].

Excimerlaser stellen flexible und leistungsfähige Quellen kohärenter Strahlung im ultravioletten Wellenlängenbereich dar. Abhängig von der eingesetzten Edelgas-Halogen-Verbindung variieren die Emissionswellenlängen zwischen 157 nm (F_2^*) und 351 nm (XeF^*). Der Index $*$ kennzeichnet hier die elektronisch angeregten Moleküle, die im Grundzustand meist gar nicht oder nur sehr kurz existieren. Aufgrund der hohen benötigten Pumpleistung zur Erzeugung ultravioletter Strahlung werden Excimerlaser nur gepulst betrieben. Die Repetitionsraten können bei bis zu 2 kHz liegen, die Pulsdauern betragen in der Regel zwischen 10–30 ns. Excimerlaser sind in der Lage, Pulsenergien von über 1 J im UV zu emittieren [135]. Tabelle 3.3 fasst die wichtigsten Eigenschaften und Unterschiede kommerziell erhältlicher Excimerlasersysteme zusammen.

Tabelle 3.3: Leistungsspezifikationen von Excimerlaser mit variierender Gasfüllung [135].

Lasergas		F_2^*	ArF^*	KrF^*	$XeCl^*$	XeF^*
λ	/ nm	157	193	248	308	351
E	/ mJ	10–40	10–500	10–600	300–1000	400
t_P	/ ns			10–30		
Frequenz	/ Hz	2000	4000	2000	30	400
P	/ W	40	80	180	300	100
Gaslebensdauer	/ 10^6 Pulse	50	100	250	100	70

3.6.2 Festkörperlaser

Festkörperlaser werden optisch angeregt und verwenden als aktives Medium einen amorphen Festkörper. Die optisch aktiven Ionen von Übergangsmetallen wie Chrom und seltenen Erden (Neodym oder Holmium), sind dabei in einem Wirtskristall eingebettet. Die Dotierung mit Fremdionen beträgt meist weniger als ein Gewichtsprozent [135]. Aus der charakteristischen Energiedifferenz dieser Fremdionen ergibt sich dann die wirk-same Pumplichtwellenlänge für die optische Anregung.

Nd:YAG-Laser sind gegenwärtig die wichtigsten Festkörperlaser. Die Strahlung wird hier über Nd^{3+} -Ionen erzeugt, die in einen YAG-Kristall (Yttrium-Aluminium-Granat) eingebettet werden. Der YAG-Kristall wird in Festkörperlasern mithilfe von Xenon-Blitzlampen optisch über circa 230 μs , bei 808 nm gepumpt. Durch den Pumpvorgang kommt es zur stimulierten Strahlungsemission. Aufgrund des Vierniveau-System besitzt der Nd-Laser den Vorteil einer geringen Laserschwelle. Die stärkste Strahlungsemission wird durch den Über-gang von $^4F_{3/2}$ in das $^4I_{11/2}$ -Niveau bei einer Wellenlänge von 1064,1 nm erzeugt (Abbildung 3.10). Die relative Intensität beträgt hier 60% [135].

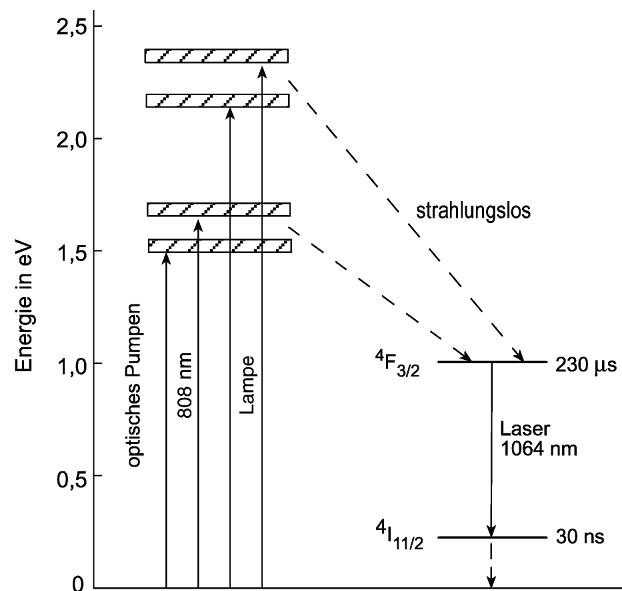


Abbildung 3.10: Überblick der Energieniveaus bei einem Nd:YAG-Laser [135].

Nach Betätigung des Güteschalters (Q-switch) verlässt das Laserlicht im gepulsten Betrieb den Resonator im Infraroten und der Laser emittiert für 3–30 ns. Mithilfe nichtlinearer optischer Medien wie Kristallen, perio-disch gepolter Polymeren oder Flüssigkristallen, wird nachfolgend eine Frequenzverdoppelung ($\lambda = 532$ nm) bzw. Vervierfachung ($\lambda = 266$ nm) der Wellenlänge erzielt. Die abrufbaren Pulsenergien sind abhängig von der Dauer des Pumpvorgangs und der Emissionswellenlänge. Typische Pulsdauern im UV sind dann 5–7 ns.

3.7 Detektoren

Um die Wechselwirkungen zwischen Licht und Materie orts aufgelöst zu erfassen werden lichtempfindliche Kamerasysteme eingesetzt. Diese zeichnen sich durch eine hohe Quanteneffizienz über einen breiten Spektralbereich aus. Abhängig vom Anwendungszweck verfügen diese Kameras zudem über UV-sensitive Sensoren mit kurzen Verschlusszeiten und hohen Aufnahme Frequenzen. Die Funktionsweise der in dieser Arbeit genutzten Detektoren wird im Folgenden beschrieben.

3.7.1 CCD-Sensoren

Die aus einer zweidimensionalen Schaltmatrix von MOS-Kondensatoren (Metal Oxide Semiconductor) bestehenden lichtempfindlichen CCD-Sensoren (Charge-coupled Device) nutzen den photoelektrischen Effekt zur Ladungserzeugung aus. Treffen Photonen auf einen Pixel des Halbleiters, werden Elektronen ausgelöst und die freigesetzte Ladung im MOS-Kondensator gespeichert. Der Sammelvorgang findet bis zur Sättigung des Pixels (Füllung des Kondensators) oder bis zum Auslesevorgang statt. Abbildung 3.11 illustriert den Vorgang über das sogenannte Eimer-Analogon.

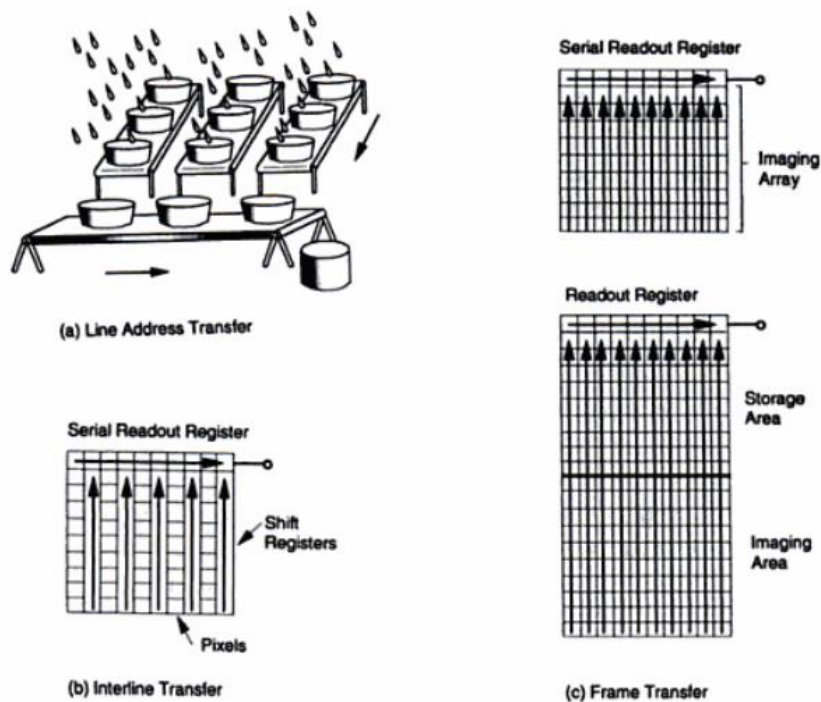


Abbildung 3.11: Schematische Darstellung (Eimer-Analogon) zum Ladungstransfer in CCDs. Ausführungen verschiedener CCD-Technologien: a) Line-Address Transfer, b) Interline Transfer, c) Frame Transfer [107].

Zeilenweise gelangt die Ladung von dort in das horizontale Schieberegister, wo es durch den Ausleseverstärker (Ladungs-/Spannungswandler) in ein proportionales Spannungssignal konvertiert und nachfolgend digitalisiert wird. Durch geeignete Taktung des Schieberegisters ist es zudem möglich die Ladungen mehrerer Pixel simultan auszulesen (Hardware-Binning). Dies führt zu einer Verbesserung des Signal/Rausch-Verhältnisses aufgrund eines verminderten relativen Anteils an Ausleserauschen. Der Vorteil geht hier allerdings mit einer Reduktion des optischen Auflösungsvermögens einher.

Ein wesentlicher Nachteil der CCD-Sensorarchitektur liegt im Übersprechen (sog. Blooming) einzelner Pixel nach Erreichen der maximalen Speicherkapazität (Full-Well Capacity). Zudem kann es bei Interline-Transfer CCD Kameras zum Smear-Effekt kommen. Dieser bezeichnet ein Verschmieren von Bildpunkten aufgrund zusätzlicher Belichtung der Transferregister während des Verschiebens durch die benachbarte, aktive Pixelhälfte [136, 137].

3.7.2 ICCD

Liegen die detektierten Signalintensitäten am Ausleserauschen der Kamera, können CCD Systeme durch Bildverstärkermodule (Intensified Relay Optics, IRO) erweitert werden, die eine Verstärkung der gesammelten Lichtmenge bewirken. Durch die Kopplung verschiedener optoelektronischen Bauteile (Photokathode, Mikrokanalplatte (MCP) und Phosphorschirm) wird eine Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses, bei sehr kurzen Verschlusszeiten, erzielt. Abbildung 3.12 skizziert den Aufbau des in dieser Arbeit verwendeten Bildverstärkers.

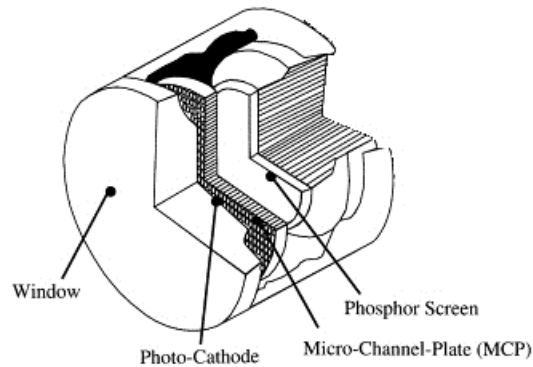


Abbildung 3.12: Schnittdarstellung eines MCP-basierten Bildverstärkers [138].

Über ein Kameraobjektiv wird das Messsignal auf die Photokathode des Bildverstärkers projiziert. Der äußere photoelektrische Effekt sorgt im Halbleiter für die Umsetzung der auftreffenden Photonen in freie Elektronen. Die Elektronen werden in der nachfolgenden Mikrokanalplatte (MCP) durch ein elektrisches Feld beschleunigt und durch Interaktion mit der Kanalplatte vervielfacht. Die dort ausgelösten Sekundärelektronen treffen anschließend auf einen Phosphorschirm und bewirken die verstärkte Lichtemission auf den Detektor der Kamera.

Da die elektronische Ansteuerung des IRO sehr schnell ist, können minimale Verschlusszeiten von einigen Nanosekunden erreicht werden [139]. Durch die sehr kurzen Belichtungszeiten können Störsignale (z.B. kontinuierliche Hintergrundstrahlung) effektiv unterdrückt werden. Mit intensivierten CCD-Kamerasystemen können somit geringe Lichtmengen, bei hoher zeitlicher Auflösung detektiert werden. Der Einbau UV-sensitiver Photokathoden in den Bildverstärker ermöglicht außerdem eine spektrale Erweiterung des Detektionsbereichs. UV-LIF-Anwendungen sind infolgedessen auch mit CCD-Systemen umsetzbar, die sich eigentlich nur für den Einsatz im sichtbaren Wellenlängenbereich eignen.

Neben den aufgezeigten Vorteilen, die in der Steigerung und Erweiterung der Sensitivität des Detektionssystems liegen, kommt es durch den Einsatz eines Bildverstärkers aber auch zu einer Verminderung des optischen Auflösungsvermögens.

3.7.3 CMOS-Sensoren

CMOS-Sensoren basieren ebenfalls auf dem photoelektrischen Effekt. Das Auslesen der Ladung und deren Transport unterscheiden sich aufgrund der Sensorarchitektur jedoch grundlegend voneinander. Der CMOS-Sensor besteht aus einer Reihe parallel geschalteter Kondensatoren, die durch lichtempfindliche Pixel mit Ladung gespeist werden. Die durch den Fotostrom erzeugte Spannung ist dabei proportional zur Helligkeit und der Belichtungszeit. Im Unterschied zur CCD wird die Ladung nicht in ein zentrales Ausleseregister verschoben und dort verstärkt, sondern direkt auf dem Bildelement verarbeitet. Jedes Pixel besitzt dabei ein oder mehreren Transistoren [140], die ein direktes elektronisches Ansprechen und Auslesen ermöglichen. Zudem können weitere Schaltkreise zur Signalvorverarbeitung und Signalumwandlung direkt integriert werden [141]. Abbildung 3.13 zeigt die abweichenden Sensorarchitekturen von Passiven-Pixel- (PPS) und Aktiven-Pixel-Sensoren (APS).

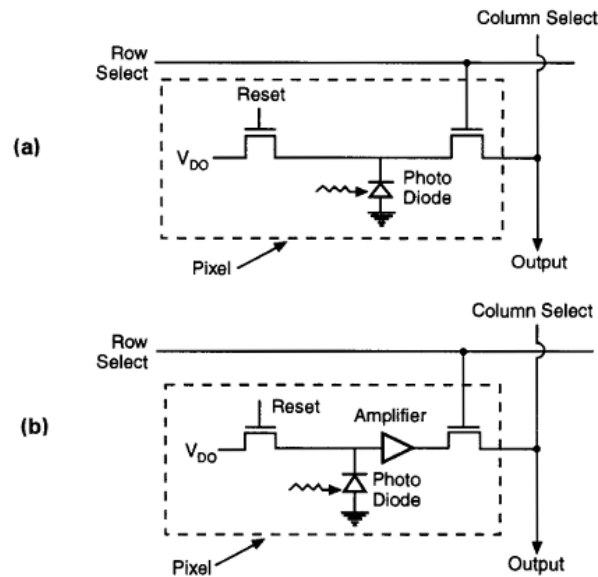


Abbildung 3.13: Elektronische Schaltung eines PPS (oben) und eines APS (unten). Passive Sensoren werden CCD-Kameras, aktive Sensoren CMOS-Systemen zugeordnet [136].

Ein CMOS-Bildpunkt setzt sich demnach aus einer Fotodiode, einem Kondensator zur Ladungsaufnahme, einem Verstärkerelement und einer Datenleitung zum Auslesen und Rückstellen des Pixels zusammen. Aufgrund des direkten Zugriffs auf einen Bildpunkt können Bildausschnitte schneller und flexibler (Pixel-Binnig) ausgelesen werden. Aktive CMOS-Sensoren sind infolge der auf dem Chip platzierten Verstärkungs- und Ausleseelektronik deutlich kompakter gebaut (Camera-on-a-Chip). Des Weiteren benötigen diese Kamerasysteme wesentlich weniger Energie [141]. Durch die Sensorarchitektur lassen sich zudem Smear-Effekte ausschließen und Blooming-Effekte nahezu unterdrücken. APS sind ferner kostengünstiger als vergleichbare wissenschaftliche CCDs, da diese als Massenprodukt hergestellt und auch in Alltagsgegenständen wie Mobiltelefonen und Digitalkameras eingesetzt werden.

Als nachteilig ist die geringere lichtaktive Fläche anzusehen, die infolge der auf den Bildpunkten sitzenden Ausleseelektronik zu einer verringerten Sensitivität des Pixels führt. Durch die Verwendung von hochdotiertem Silizium kommt es bei APS zu höheren Dunkelströmen [136], die sich wiederum in einem höheren Ausleserauschen manifestieren. Des Weiteren führt die Ausleseelektronik auf jedem Bildpunkt zu einer Vergrößerung des Fixed-Pattern-Rauschens (FPN) [140, 141].

4 Optische Diagnostik in Verbrennungsmotoren

Durch die sich stetig verschärfenden Emissionsgrenzwerte von Kraftfahrzeugen hat sich das Anforderungsprofil an moderne Verbrennungsmotoren in den letzten Dekaden deutlich verschoben. Da die Güte der Gemischbildung und des Ladungswechsels eng mit dem gewählten Brennverfahren verknüpft sind, ist die genaue Kenntnis der relevanten innermotorischen Prozessgrößen gerade für die Optimierung des Teillastbereiches notwendig. Aber auch für die Entwicklung neuer innovativer Brennverfahren sind optisch zugängliche Versuchsträger äußerst nützlich.

4.1 Optische Zugänge in Verbrennungsmotoren

Ein maßgeschneidertes Werkzeug, um der angeführten Grundproblematik zu begegnen, sind optisch zugängliche Verbrennungsmotoren. Transparentaggregate variierender Bauform und Fenstergröße decken mittlerweile ein breites Spektrum an Hubraumklassen und Brennverfahren ab. Neben konventionellen und direkteinspritzenden Ottomotoren für Personenkraftwagen, reicht die Spanne weiter über Downsizing- und Gasmotoren, bis hin zu Schiffsdieseln [142]. Eingesetzt werden diese spezialisierten Maschinen derweil bereits in den verschiedensten Forschungs- und Entwicklungszweigen der Automobilhersteller sowie deren Zulieferern. Für eine zielgerichtete Brennverfahrensentwicklung reicht es heute nicht mehr aus allein pseudo-prädiktiven Simulationsverfahren zu vertrauen, sondern ebenso mit zeitaufgelösten, bildgebenden Messtechniken zu arbeiten, die einen „realen“ Informationsgewinn durch Prüfstandsversuche am Versuchsträger ermöglichen. Zudem können durch den Einsatz von optisch zugänglichen Motoren, Einström-, Gemischbildungs- und Verbrennungsprozesse im Brennraum genauer untersucht sowie numerische Methoden validiert und weiterentwickelt werden.

Da es sich bei optisch zugänglichen Aggregaten in der Regel um Prototypen oder Kleinstserien handelt, ist ein reibungsloser und damit durchgängiger Prüfstandsbetrieb mit Herausforderungen verbunden. Trotz des eingeschränkten Drehzahl- und Lastbereiches liegt der zeitliche Reparatur- und Wartungsaufwand deutlich oberhalb der von Serienaggregaten. Zudem ist eine adäquate Ersatzteilversorgung nach Schäden am Aggregat nicht immer gewährleistet. Mangelnde Informationen zu verwendeten Komponenten (Spezifizierung, Hersteller und Teilenummer) erschweren ferner die Suche nach geeignetem Ersatz. Fehlende technische Zeichnungen verhindern überdies eine schnelle Fertigung in Eigenregie und treiben Wartungs- und Reparaturkosten in die Höhe.

Grundlagenstudien untersuchen in diesem Zusammenhang den Einfluss der Einlass- und Kompressionsströmung auf die Ausbildung zyklischer Schwankungen nach Zündung. Die aus den Versuchen gewonnen Ergebnisse führen dann beispielsweise zu Modifikationen an den betreffenden Geometrien (Zylinderkopf, Ein- und Auslasskanäle sowie Ventile). Eine angepasste Neukonstruktion der entsprechenden Bauteile kann dann zu einer Senkung des Schwankungskoeffizienten (COV) oder einer Erhöhung des Wirkungsgrades führen. Des Weiteren werden die Aggregate zur Weiterentwicklung bildgebender Messtechniken benötigt.

Abhängig vom Betriebspunkt, Betriebscharakteristik sowie der messtechnischen Fragestellung, variiert die Anzahl bzw. Größe der optischen Zugänge. Abbildung 4.1 illustriert die optische Zugänglichkeit verschiedener Motoren referenziert auf eine zylindrische Brennraumoberfläche bei einem Hubvolumen von 0,5 l und einem Kompressionsverhältnis von zehn.

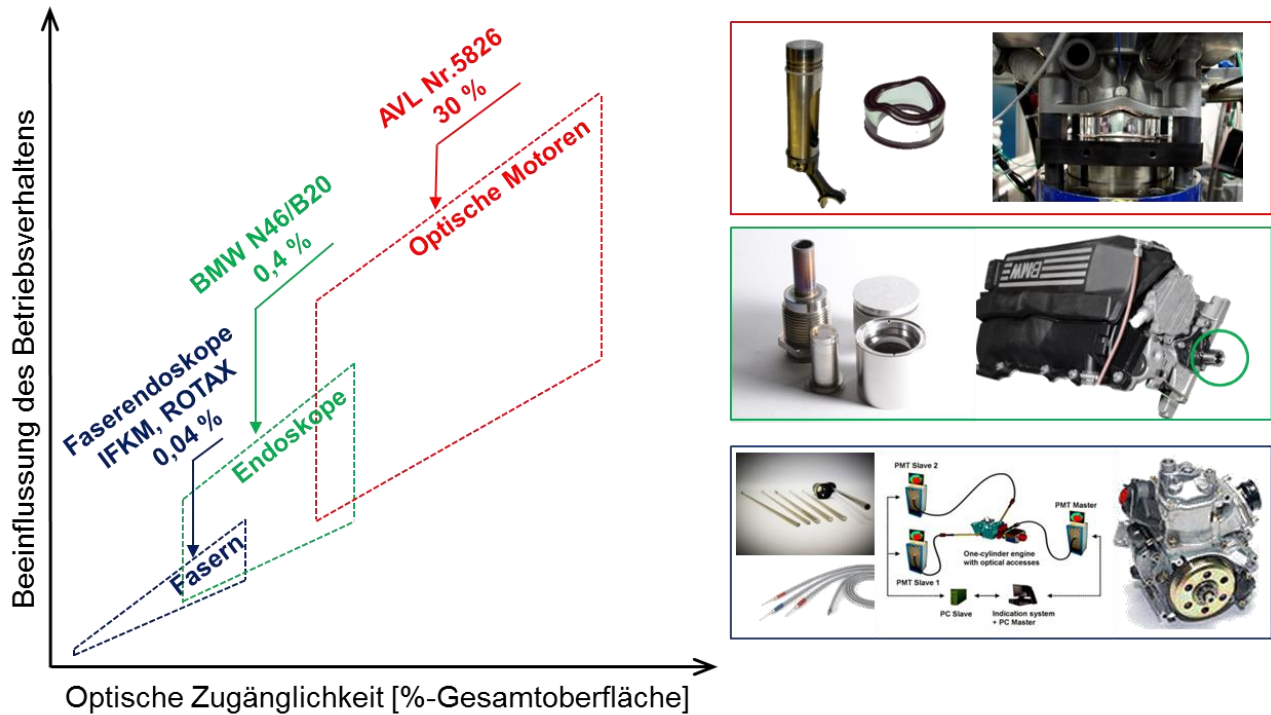


Abbildung 4.1: Zielkonflikt an optisch zugänglichen Verbrennungsmotoren: Erweiterte optische Zugänglichkeit geht einher mit einem abweichenden motorischen Betriebsverhalten (prozentuale Angaben hier bezogen auf ein Hubvolumen von 0,5 l) [143, 144].

Hierbei kann es sich um zusätzliche Bohrungen in die Zylinderkopfdichtebene für einen erweiterten endoskopischen Einsatz handeln oder aber auch um Austausch von Serienbauteilen (Teile der Zylinderlaufbuchse) durch transparente Einzelanfertigungen. Die Größe der Glasbauteile hängt ferner vom benötigten Sichtfeld und dem relevanten Kurbelwellenwinkelbereich ab, über den ein optischer Zugriff auf den Brennraum ermöglicht werden soll. Die verwendeten Komponenten werden aufgrund der hohen Transmissivität im UV dabei meist aus Quarzglas oder synthetischem Korund (Saphir) gefertigt. Bedingt durch den Einsatz amorpher Materialien können Bauteile nicht mit der gleichen Maßhaltigkeit wie Serienbauteile hergestellt werden. Konstruktive Änderungen, wie eine Vergrößerung der Feuersteghöhe und des Kolbenspiels dienen zwar dem Schutz der Glasbauteile, führen aber zu einer veränderten Brennraumgeometrie mit abweichenden Totvolumina und zu einer Beeinflussung des Betriebsverhaltens. In Abhängigkeit von der eingesetzten Glasoberfläche kommt es beispielsweise auch zu erheblichen thermodynamischen Abweichungen durch den differierenden Wandwärmeübergang im Vergleich zu Serienmotoren. Zudem sinkt mit steigender optischer Zugänglichkeit die Hochlastfähigkeit der modifizierten Aggregate rapide.

4.1.1 Lichtleiter

Faseroptische Zugänge ermöglichen einen minimal-invasiven Zugriff auf den Brennraum von Serienmotoren. Die Adaption der flexiblen, sehr kompakt gebauten Lichtleitern, ist recht einfach zu bewerkstelligen und ohne signifikante Änderung der thermischen Bedingungen im Zylinder möglich. Abbildung 4.2 skizziert den Aufbau einer optischen Sonde und deren Kopplung über einen Lichtleiter mit dem Detektor.

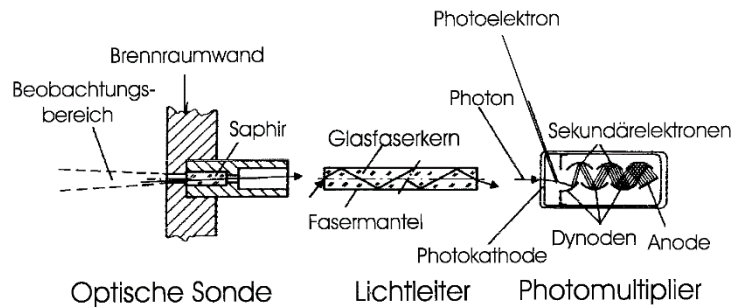


Abbildung 4.2: Optische, mechanische und sensorische Komponenten der Lichtleitertechnik [21].

Lichtleiter bestehen in der Regel aus mehreren Einzelfasern (50–100 μm). Sie werden aber auch abhängig vom einzusetzenden Messverfahren und der benötigten örtlichen Auflösung als Lichtleiterbündel (0,5–2 mm) an den Prüfstand montiert. Durch Vielfachreflexion am Fasermantel gelangt die Strahlung vom Brennraum über den Faserkern auf den Detektor. Am Motor werden die Lichtleiter vorzugsweise in die Zylinderkopfdichtebene [145] bzw. über modifizierte Zündkerzen [15] eingebracht, um auch um den ZOT den Verbrennungsfortschritt optisch erfassen zu können. Des Weiteren finden sich aber auch Veröffentlichungen in denen eine Vielzahl von Lichtleitern in die Zylinderlaufbuchse oder in den Kolbenboden angebracht wurden [21, 100].

Die Adaption von Faseroptik erfolgt über eine optische Sonde, die den Lichtleiter vor einer mechanischen und thermischen Überbeanspruchung schützt. Die Brennraumfenster werden innerhalb der Sonden gasdicht mit dem Lichtleiter verklebt und aufgrund der guten optischen und mechanischen Eigenschaften meist aus Saphir oder Quarzglas gefertigt. Abhängig vom Detektionsort, dem Material und den vorherrschenden Platzverhältnissen, wird die optische Sonde dann an den Motor geschraubt, geklebt oder gelötet. Durch die Geometrie der optischen Sonde wird zudem der Beobachtungswinkel und damit verbunden der Detektionsbereich im Zylinder festgelegt. Aufgrund des meist sehr flachen Beobachtungswinkels ist das Sichtfeld der Sonde oft eingeschränkt. Als Detektor werden meist Photomultiplier oder aber ortsauflösende Kamerasysteme eingesetzt. Eine räumliche Analyse ist hier nur eingeschränkt über topographische Methoden möglich.

Neben der Auskopplung von Strahlung kann über die beschriebenen Lichtleiter aber auch Licht in den Brennraum eingebracht werden. Mithilfe von Photodioden lassen sich beispielsweise Einspritzstrahlen (Ausbreitung und Penetrationstiefe) vermessen oder Extinktionsmessungen (Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy, TDLAS) in Zylinder durchzuführen [131–134].

4.1.2 Endoskope

Der Einsatz endoskopischer Messtechniken zur In-situ-Diagnose optisch schwer zugänglicher Prozesse oder Objekte, durchzieht die verschiedensten Industriezweige und Branchen. In der Luft- und Raumfahrt, Rüstung und Medizintechnik, aber auch Verbrennungsforschung finden die, auf den jeweiligen Anwendungszweck spezialisierten, abbildenden Systeme Verwendung. Der Vorteil endoskopischer Systeme besteht im Vergleich zu Lichtleitern in einem erweiterten Sichtfeld. Der Einsatz spezialisierter, auf die Messtechnik zugeschnittener Optiken, führt zudem zu einer ansteigenden Lichtausbeute.



Abbildung 4.3: Spezialendoskope für innermotorische Messungen. Oben: Beobachtungsendoskop (links) und Laserlichtschnitt bzw. Beleuchtungsendoskop (mittig), in den Zylinderkopf eingebautes Beobachtungsendoskop (rechts). Unten: Anordnung der Optiken im Brennraum (links), optische Zugänge im Zylinderkopf (mittig), Serienmotor mit eingebauten Endoskopen (rechts) [146].

Bei motorischen Anwendungen liegt der Fokus meist darauf, die thermischen Bedingungen des Serienaggregats sowie dessen Vollastfähigkeit, trotz der vergrößerten optischen Zugänge zu wahren. Die in der Regel einige Millimeter großen Brennraumfenster bzw. Hülsen, die die eigentliche Frontlinse des Endoskops schützen, dichten über eine Flächenpressung gegen den Gasdruck im Zylinder ab. Die Größe der Zugänge, das gewählte Dichtkonzept, sowie die starre, ausladende Bauart konventioneller Endoskope erschweren allerdings eine Adaption an den Serienmotor. Um weder die Grundfunktionen des Aggregats noch die Strömungsbedingungen während des Betriebes im Zylinder zu beeinflussen, müssen Ventilsitze, Zündkerzen- und Einspritzdüsenbohrung bei der Positionierung des Endoskops berücksichtigt werden. Beim Setzen der benötigten Bohrung ist daher Vorsicht geboten, um relevante Bauteile in keinem Fall zu beschädigen. Meist werden hier Positionen schräg oder orthogonal zur zentralen Zylindermittenseiten gewählt (Zylinderkopf oder Zylinderkopfdichtungsebene), die allerdings eine direkte Durchtrennung der Kühlkanäle erfordern und dementsprechend gegen die Umgebung, das Kühlwasser und den Brennraum abzudichten sind [147] (Abbildung 4.3). Neben der Auskopplung von Strahlungssignalen, wie z.B. dem Flammeneigenleuchten [148, 149] oder dem Rußeigenleuchten [150], ermöglichen endoskopische Systeme natürlich auch das aktive Einbringen von Licht in den Brennraum. Die Visualisierung der Einlauf- und Kompressionsströmung, der Einspritzung und Gemischbildung ist durch eine gezielte Anpassung der optischen Zugänge an die entsprechende Brennraumgeometrie somit auch in Seriengeometrien möglich [151-154]. Die Quantifizierung skalarer Größen wie der Temperatur ist jedoch nur mit sehr hohem Aufwand durchführbar [100, 119].

Die Entwicklungsziele endoskopischer Systeme liegen nicht nur in einer Verkleinerung der bildgebenden Systeme, sondern auch in einer gleichzeitigen Verbesserung ihrer optischen Eigenschaften. Maßgeschneiderte, auf die einzusetzende Brennraumdiagnostik abgestimmte Endoskope mit hoher örtlichen Auflösung und gesteigerter Lichtausbeute, gerade im ultravioletten Spektralbereich, sollen zukünftig auch an Serienaggregaten quantitativ interpretierbare Informationen liefern. Messtechniken zur Bestimmung der Gasphasentemperatur oder der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront (wie z.B. LIF, OH^{*}-LIF) wären dadurch mit erhöhter Messpräzision direkt am Serienmotor implementierbar.

4.1.3 Großflächige Glaskomponenten

Einzylindermotoren mit großflächigen Glasbauteilen stellen in Bezug auf die optische Zugänglichkeit des Verbrennungsprozesses das Gegenstück zu Serienmotoren dar. Durch den Austausch großflächiger Serienbauteile durch kostspielige Prototypen aus UV-transmittierendem Saphir oder Quarzglas, kommt es zu starken Veränderungen im Wandwärmeübergang mit entsprechendem Einfluss auf das umsetzbare Betriebskennfeld sowie die Betriebscharakteristik des Motors. Die Betriebsdauer und somit Messdauer wird zudem durch das Aufheizen der Glasteile eingeschränkt, sodass das Gros der angestrebten Untersuchungen nur in thermisch transienten Betriebszuständen durchgeführt werden können. Work-Rest-Strategien (alternierender Betrieb mit und ohne Verbrennung) ermöglichen semi-stationäre Betriebszustände, in denen die Betriebsbedingungen als konstant angesehen werden kann. Des Weiteren benötigen viele Grundlagenexperimente nicht zwangsweise einen geheizten Betrieb, sondern können auch im geschleppten Betrieb (Verbrennungsmotor wird über die Kurbelwelle angetrieben) durchgeführt werden. Abbildung 4.4 zeigt den optischen Einzylinder-Forschungsmotor am Institut für Verbrennung und Gasdynamik der Universität Duisburg-Essen. Die in den folgenden Kapiteln ausgeführten Ergebnisse (mit Ausnahme der Strömungsmessung aus Kap. 5.2) wurden an diesem Verbrennungsmotor durchgeführt.

Angepasst an die hier vorliegende Zylinderkopfgeometrie [155] schließt der verwendete Quarzglasring (Durchmesser 85 mm, Dicke 18 mm, Höhe 25–36 mm), der den oberen Teil der unten fortgeführten (konventionellen) Stahllaufbuchse ersetzt, bündig mit der gewölbten Dachkontur des Brennraums ab. Über einen vertikal angeordneten Hydraulikstempel wird der transparente Ring während des Betriebs kraftschlüssig mit dem trockengeschmierten Part der Laufbuchse am Grundmotor (AVL, Typ 5800) verbunden [156]. Aufgrund des vergrößerten Feuersteges berührt das Ringpaket (zwei Graphit- und ein bronzgefüllter Kunststofftring) des oberen Kolbens im Betrieb nicht die Innenwand (Brennraum) des Glasbauteils. Zudem ist das Kolbenspiel hier wesentlich größer (0,5 mm, Tabelle 7.4) als bei herkömmlichen Aggregaten, um den Kontakt zwischen Kolbenflanke und Glasring zu verhindern sowie die Reibung zwischen Ringen und Zylinderlaufbuchse zu reduzieren. Dies führt zu einer deutlichen Vergrößerung des Feuerstegvolumens und damit zu einem erhöhten Ausstoß an unverbrannten Kohlenwasserstoffen während des Expansionstakts. Ferner erhöht sich der Anteil der Gasladung, der über das Ringpaket entweicht (Blow-by) [142].

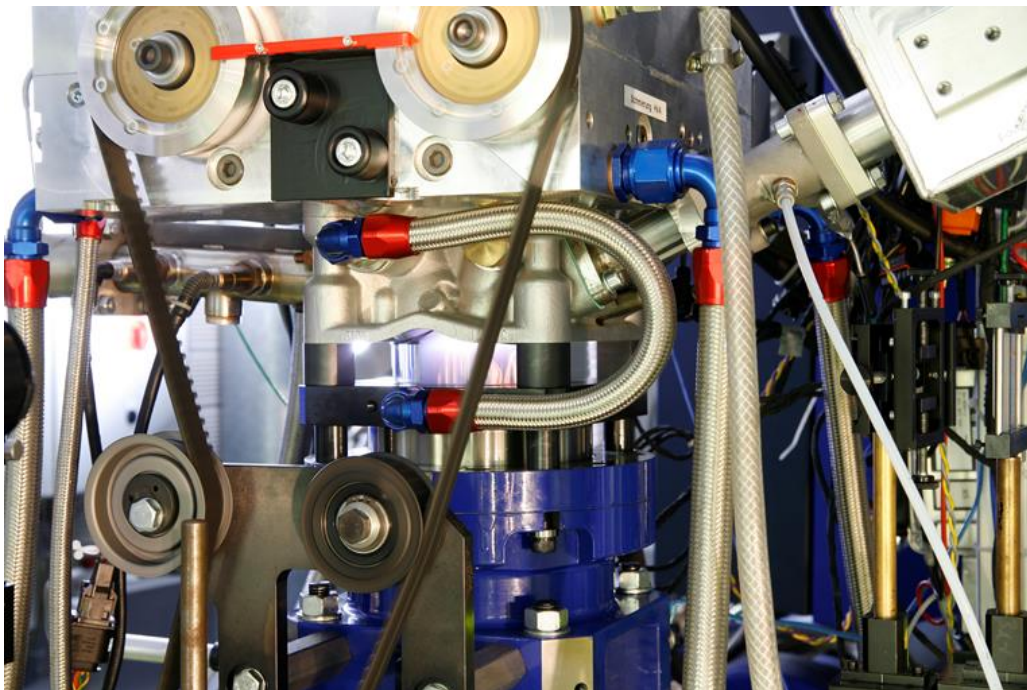


Abbildung 4.4: Optisch zugänglicher Einzylinder-Forschungsmotor des IVG (Foto: Enker).

Ein motorischer Betrieb ist somit jedoch ohne Ölschmierung und damit ohne Öleintrag in den Brennraum möglich. Dies ist äußerst wünschenswert für den Einsatz von LIF-Messtechniken, da eine spektrale Beeinflussung des Messsignals durch Öl ausgeschlossen werden kann und eine Quantifizierung des Messsignals wesentlich einfacher möglich ist.

Zudem verfügt das volloptisch ausgelegte Einzylinderaggregat über einen weiteren optischen Zugang im Kolben. Durch die Kolbenverlängerung (Bowditch-Bauweise) ist das Kolbenglas über einen verfahrbaren, zwischen Brennraum und Grundmotor angeordneten Umlenkspiegel nutzbar [157]. Die Kolbenverlängerung ist aus Titan gefertigt und in Drehrichtung der Kurbelwelle schlitzförmig ausgefräst. Der breitbandigen Aluminiumspiegel, der in diesen Schlitz geschoben wird, gibt über den gesamten Hub den Blick in Richtung Zündkerze, Einspritzdüse und Ventile frei und kann sowohl als Detektions- als auch als Beleuchtungszugang genutzt werden. Abbildung 4.5 zeigt die Kolbenverlängerung mit dem in die Kolbenkrone integrierten optischen Zugang.

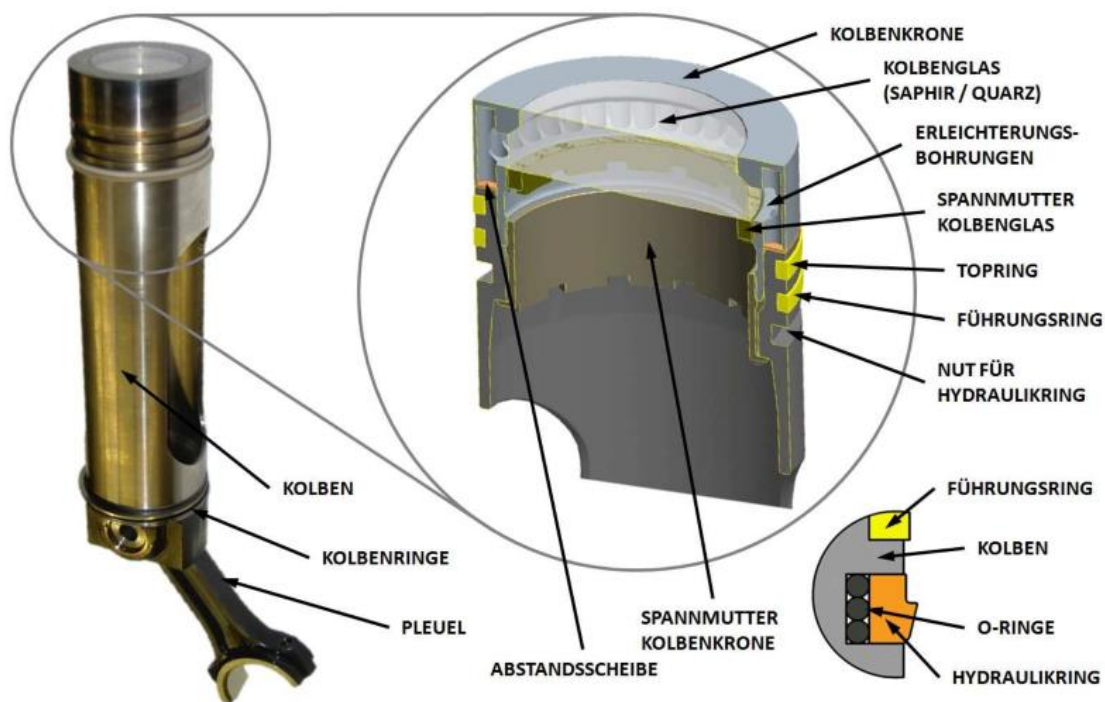


Abbildung 4.5: Verlängerter Kolben mit optisch zugänglicher Kolbenkrone. Oberes Kolbenringpaket und konstruktive Lösung zur Kopplung von Kolbenverlängerung mit Kolbenkrone [143].

Das Kolbenglas (Durchmesser 57,5 mm, Dicke 20 mm) ist durch eine Mutter mit der Kolbenkrone verbunden und kann abhängig vom Messverfahren und den Betriebsbedingungen durch ein robusteres Metallbauteil ersetzt werden. Der Kolben ist aus Invar, einer Eisen-Nickel-Legierung mit sehr geringem Wärmeausdehnungskoeffizienten, gefertigt und ebenfalls über eine Mutter mit der Kolbenverlängerung verschraubt. Das zusätzliche Gewicht der Komponenten führt allerdings auch zu einer Drosselung der Maximaldrehzahl (3000 min^{-1}) aufgrund der steigenden Massenkräfte [158, 159]. Das untere Kolbenringpaket befindet sich in einer ölgeschmierten Zylinderlaufbuchse im Grundmotor des Einzylinders nahe dem Kurbelwellengehäuse. Es besteht aus zwei Metallringen (Kompressions- und Ölabstreifring) und wird über eine Trockensumpfschmierung mit Öl versorgt. Das Kolbenspiel innerhalb der Laufbuchse entspricht hier dem eines konventionellen Serienmotors.

Die Betriebsmedien (Öl und Kühlwasser) werden über eine Betriebsmittelkonditionierung (AVL 577) auf Temperaturen von bis zu 90°C vorgewärmt. Zudem ist eine Regelung der Einlassrandbedingungen (p , T) über eine in die Prüfstandsperipherie implementierte Druckregelung sowie Luftvorwärmung möglich [143].

Das Aggregat ist vollständig druckindiziert, d.h. es befinden sich Drucksensoren im Zylinder, im Ein- und Auslasskanal. Dies bietet die Möglichkeit ergänzende Druckverlaufsanalysen als Unterstützung zu den simultan dazu erfassten bildgebenden Daten durchzuführen, aber auch die eines konsistenten Abgleichs der Randbedingungen zur Validierung der Numerik.

Die Beobachtung der im Zylinder ablaufenden Mischungs- und Verbrennungsprozesse ist über die aufgezeigten transparent ausgeführten Zugänge möglich [160]. Passive Messverfahren wie Chemilumineszenz und Rußleuchten [161, 162], aber auch aktive abbildende Messmethoden wie beispielsweise Particle Image Velocimetry (PIV) [91, 94], LIF [117, 127, 163] oder laserinduzierte Inkandescenz (LII) [164] lassen sich somit im Zylinder anwenden.

Neben optischen Einzylindern gibt es aber auch modifizierte Serienaggregate bei denen lediglich ein Zylinder optisch umgerüstet und aktiv betrieben wird. In der Regel werden bei diesen Lösungen die restlichen Zylinder des Motors während des Betriebs deaktiviert, also ohne Kompressionsdruck über die Kurbelwelle mitangetrieben [159]. Andere Bauformen ermöglichen die optische Zugänglichkeit des geschmierten Kolbenringpakets der unteren Laufbuchse. Tribologische Effekte bei der Schmierfilmbildung sowie zur Verdünnung des Schmierfilms durch eingebrachten Kraftstoff lassen sich somit direkt an der Reibpaarung im Detail untersuchen [165].

Durch die genannten Modifikationen ergibt sich im Vergleich zu einem Serienmotor eine erhebliche Beeinflussung des Betriebsverhaltens und eine Einschränkung des Lastbereiches. Nichtsdestotrotz lassen sich an volloptisch ausgeführten Verbrennungsmotoren, aufgrund der ausgeprägten optischen Zugänge und der deutlich großzügigeren Bauform, wesentlich einfacher bildgebende, laserbasierte Messverfahren adaptieren und anwenden, als an kompakten Serienaggregaten. Weitere Informationen zum hier verwendeten optischen Einzylindermotor und weiteren Hauptkomponenten des Kompaktprüfstandes sind [143] zu entnehmen.

Nachfolgend werden die in dieser Arbeit verwendeten bildgebenden Messverfahren vorgestellt. Die Messprinzipien beruhen auf den bereits vorgestellten Wechselwirkungen zwischen Licht und Materie (s. Kap. 3). Tabelle 4.1 gibt einen Überblick über die verwendeten Messtechniken, die innermotorisch zur Bestimmungen der aufgelisteten Messgrößen eingesetzt wurden.

Tabelle 4.1: Eingesetzte bildgebende Messtechnik mit genutztem Messprinzip (Wechselwirkung) und resultierender Messgröße.

Messtechnik	Wechselwirkung	Messgröße
Particle Image Velocimetry (PIV)	Elastische Streuung	Geschwindigkeitsfeld
Toluol-Thermometrie (LIF)	Lumineszenz	Gasphasentemperatur
Phosphor-Thermometrie	Lumineszenz	Oberflächentemperatur
Breitband-Chemilumineszenz	Eigenleuchten	Flammenausbreitung

4.2 Particle Image Velocimetry (PIV)

Viele technische und wissenschaftliche Anwendungen erfordern eine Messtechnik, die in der Lage ist die Geschwindigkeitsverteilung innerhalb eines Strömungsfeldes orts aufgelöst und instantan zu erfassen. Da der Einsatz konventioneller Geschwindigkeitssonden (Pitot-Rohr, Hitzdraht-Anemometer) lediglich die Messung einer punktförmigen zeitaufgelösten Geschwindigkeit ermöglicht, können über diese Geräte nur statistische Größen wie das Geschwindigkeitsmittel und deren Schwankungsgröße räumlich bestimmt werden [166]. Aufgrund der Messprinzipien und der damit verknüpften Interaktion mit der Strömung, sind hier zudem örtliche Abweichungen vom „tatsächlichen“ Geschwindigkeitsfeld, durch die Einflussnahme auf die Strömung nicht auszuschließen. Nicht-invasive, laseroptische Messverfahren wie die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) zur

Bestimmung des Geschwindigkeitsfeldes umgehen diese Problematik [87, 167]. Da es sich bei diesem Verfahren jedoch ebenfalls um ein Punktmessverfahren handelt, lassen sich quantitative räumliche Aussagen ebenfalls nur über eine geeignete Statistik treffen.

Anders sieht dies bei der Particle Image Velocimetry (PIV) aus. Das ebenfalls berührungslose, Laser-optische Messverfahren wurde vor rund 30 Jahren zur Strömungsvisualisierung für den Laborbetrieb entwickelt und erlaubt eine akkurate quantitative Bestimmung instantaner Geschwindigkeitsfelder entlang einer, durch einen Laserlichtschnitt beleuchteten Messebene. Neben dem Einsatz im wissenschaftlichen Bereich, ist die Messtechnik mittlerweile zu einem sehr wichtigen, da robustem Werkzeug für Forschungs- und Entwicklungsabteilungen innerhalb verschiedenster Industriezweige herangereift. Gerade im Bereich der modernen Brennverfahrensentwicklung wird PIV wegen seiner recht einfachen Handhabung zur quantitativen Untersuchung der Einlauf- und Kompressionsströmung angewendet. Aufgrund der hochentwickelten digitalen Kamertechnik sowie der ausgereiften Datenverarbeitung (Korrelationsalgorithmen) ist es mit diesem Verfahren möglich, mit guter räumlicher Auflösung die momentane Geschwindigkeitsverteilung in Strömungen zweidimensional zu bestimmen. Globale innermotorische Phänomene (zyklische Schwankungen) sowie lokale Variationen innerhalb der detektierten Strömungsstrukturen, lassen sich somit auflösen und analysieren. Die typischen motorischen Einsatzzwecke sind hier in der Vermessung der Zylinderinnenströmungen, die Bestimmung der Einlassströmung im Einlasskanal sowie der Quantifizierung des Strömungsfeldes im Auslasssystem zu finden. Die gemessenen Geschwindigkeitsfelder eignen sich nachfolgend zur direkten qualitativen und quantitativen Gegenüberstellung verschiedener motorischer Betriebsbedingungen unter variierenden Randbedingungen, zur Charakterisierung zyklischer Schwankungen unter Variation der Betriebsparameter, aber auch als Datenbasis zur Validierung von CFD-Simulationen.

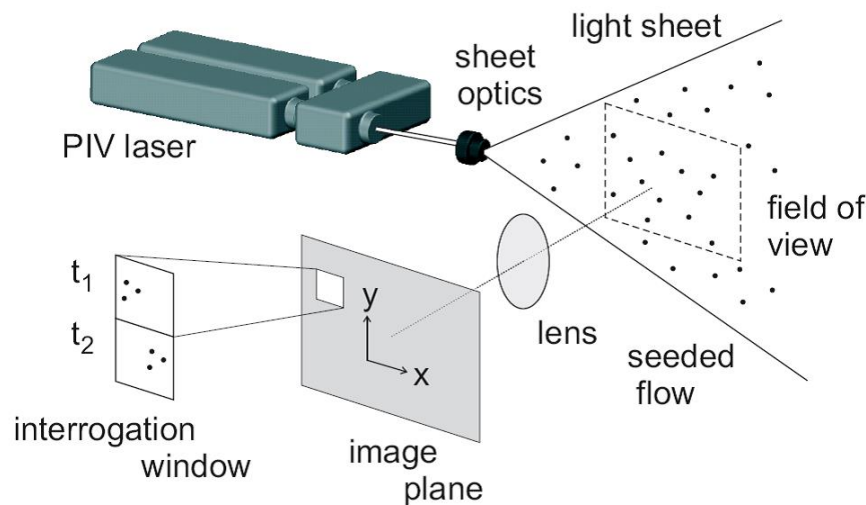


Abbildung 4.6: Prinzipskizze der PIV [139].

Um das Strömungsfeld untersuchen zu können, wird die Strömung mit kleinen Partikeln versetzt. Diese sollten homogen verteilt im Fluid vorliegen und ähnliche physikalische Eigenschaften wie das Fluid aufweisen, um der Strömung mit wenig Schlupf zu folgen. Je besser das Folgevermögen der Partikel, desto genauer kann die Fluidodynamik des Prozesses abgebildet und Geschwindigkeit quantifiziert werden. Abhängig vom Anwendungsbereich und der Fluidichte (Gas oder Flüssigkeit) werden hier Tröpfchen aus Öl oder Wasser, aber auch Feststoffpartikel der Strömung beigesetzt.

Das resultierende Streulicht wird simultan zur Lichtschnitteinkopplung über ein doppelbildfähiges Kamerasystem erfasst. Der lokale Partikelversatz wird somit orts aufgelöst über die gesamte Lichtschnittebene detektiert. Die Verschiebung lässt sich nachfolgend über das Abbildungsverhältnis des bildgebenden Systems in eine physikalische Länge transformieren. Die Division des Verschiebungsfeldes durch den zeitlichen Versatz ergibt dann das Geschwindigkeitsfeld an jedem Punkt (Abbildung 4.6):

$$\vec{u}(x, y) = \frac{\Delta \vec{s}(x, y)}{\Delta t} \quad (4.1)$$

- $\vec{u}(x, y)$: Geschwindigkeitsvektor in die Raumrichtungen der Beleuchtungsebene
 $\Delta \vec{s}(x, y)$: Örtliche Verschiebung in der Beleuchtungsebene
 Δt : Zeitlicher Versatz der Doppelbelichtung

Die Kamera ist typischerweise rechtwinkelig zur Beleuchtungsebene angeordnet und verfügt über eine kurze Verschlusszeit (Interline-Transfer oder CMOS-Sensorarchitektur). Eine adäquate Partikelverschiebung wird innerhalb der Messebene gewährleistet, indem in Abhängigkeit von Strömungsgeschwindigkeit und Vergrößerungsfaktor der zeitliche Abstand der Doppelbelichtung an die Betriebsbedingungen angepasst wird. Das über die Korrelationsroutine bestimmte Vektorfeld gibt dabei lediglich die Geschwindigkeit der Partikel und nicht die Strömungsgeschwindigkeit des Fluids wieder. Die Fluidodynamik der Strömung wird also nur dann (physikalisch) richtig abgebildet, wenn die Partikel die nahezu gleiche Dichte wie das Fluid aufweisen. Für die Berechnung eines Vektorfeldes werden die Aufnahmen in kleine Auswertefenster (Kleinfelder) unterteilt. Durch statische Korrelationstechniken (Kreuzkorrelation, Autokorrelation) wird dann die mittlere Verschiebung der Partikel innerhalb der Kleinfelder bestimmt. Da heutige PIV-Systeme mit „Double Frame-Double Exposure“-Kameras ausgestattet sind, nutzen moderne Evaluierungsalgorithmen ausschließlich die Kreuzkorrelation zur Bestimmung von Geschwindigkeitsfeldern. Durch die deutlich höheren und eindeutig zuzuordnenden Korrelationsspitzen wird mit diesem Verfahren zudem eine wesentlich höhere Berechnungsgenauigkeit erzielt [102, 104, 168, 169]. Um mit dem Korrelationsalgorithmus belastbare Vektorfelder bestimmen zu können, sollte die Anzahl der Partikel in einem Kleinfeld ungefähr zehn bis fünfzehn Partikel betragen [102].

Die mathematische Beschreibung zur Berechnung des Korrelationskoeffizienten ist wie folgt:

$$R_{II}(x, y) = \sum_{i=-K}^{i=K} \sum_{j=-L}^{j=L} I(i, j) I'(i + x, j + y) \quad (4.2)$$

- R_{II} : Korrelationskoeffizient
 I : Signalintensitäten des ersten Bildbereichs
 I' : Signalintensitäten des zweiten Bildbereichs
 L, K : Summationsgrenzen

Der Korrelationskoeffizient stellt dabei die Wechselbeziehung zweier Bildbereiche her, die um den Vektor (x, y) zueinander verschoben sind. Während der Berechnung wird über die Grenzen des Bildabschnittes (definiert über K und L) das Quadrat der Signalstärken aus beiden Bildern über alle Pixel des Bereiches aufsummiert. Dieser Prozess wird mehrfach für das erste Bildsegment sowie für das um (x, y) verschobene, zweite Bildsegment wiederholt. Der Bereich in dem die Verschiebung stattfindet wird als Kleinfeld oder Interrogationsfenster bezeichnet. Das Maximum erreicht der Korrelationskoeffizient an der Stelle der größten räumlichen Signalüberlappung und der größten absoluten Signalstärke. Die Verschiebung (x, y) , die den größten resultierenden Korrelationsfaktor aufweist wird folgend als räumlicher Versatz bzw. Verschiebevektor bezeichnet.

Zur Bestimmung eines Geschwindigkeitsfeldes mittels Kreuzkorrelation wird die Messebene also in Bildsegmente bzw. Kleinfelder definierter Pixelgröße unterteilt und die Verschiebematrix nachfolgend für jedes Interrogationsfenster bei vorgegebenem Zeitversatz errechnet. Die örtliche Auflösung der PIV ist somit wesentlich geringer als die Pixeldichte des Sensors.

Die Kleinfenstergröße limitiert die räumliche und zeitliche Auflösung des Messverfahrens. Der durch den Pulsabstand des Lasers vorgegebene zeitliche Versatz zwischen den Belichtungen wird dabei in Abhängigkeit von der Kleinfeldgröße so gewählt, dass sich möglichst wenige Partikel während der Aufnahmen aus den

Interrogationsfenstern heraus- bzw. hineinbewegen. Erfahrungsgemäß sollte hier die maximale Partikelverschiebung nicht mehr als ein Viertel der Kantenlängen eines Kleinfeldes betragen.

$$\Delta s < \frac{1}{4}s \Rightarrow \Delta t < \frac{1}{4} \frac{s}{v_{\max}} \quad (4.3)$$

- Δs : Partikelverschiebung
- s : Kantenlänge Kleinfeld
- Δt : Laserpulsabstand
- v_{\max} : Maximalgeschwindigkeit

Über Formel 4.3 lässt sich die maximale Geschwindigkeit innerhalb der Messebene bzw. der einzustellende Pulsabstand bestimmen [21].

4.2.1 Partikel

Das Messprinzip der PIV basiert auf der direkten Bestimmung der Geschwindigkeit über die beiden fundamentalen Größen Weg und Zeit. Innerhalb des Messverfahrens wird dabei nicht die Strömungsgeschwindigkeit des Fluid bestimmt, sondern die Geschwindigkeit indirekt über die der Strömung zugesetzten Partikel gemessen. Um eine signifikante Abweichung zwischen Partikelbewegung und Fluidströmung zu verhindern, sind die fluidmechanischen Eigenschaften der einzusetzenden Partikel denen der Strömung anzupassen. Abweichende Dichten zwischen Fluid und Partikel führen bei Beschleunigung zu Schlupf, der sich in der Messung in einem systematischen Messfehler niederschlägt. Mithilfe der Stokes'sche Gleichung kann dieser Geschwindigkeitsanteil berechnet werden. Die Gleichung gilt für beschleunigte sphärische Partikel in viskosen Strömungen und kleinen Reynolds-Zahlen:

$$\vec{U}_g = d_p^2 \frac{(\rho_p - \rho_f)}{18\mu} \vec{g} \quad (4.4)$$

- \vec{U}_g : Gravitationsbedingter Geschwindigkeitsanteil
- d_p : Partikeldurchmesser
- ρ_f : Fluidichte
- ρ_p : Partikeldichte
- μ : Dynamische Viskosität des Fluids
- \vec{g} : Erdbeschleunigung

Analog dazu lässt sich der Schlupf eines Partikels in einer beschleunigten Strömung darstellen:

$$\vec{U}_s = \vec{U}_p - \vec{U}_f = d_p^2 \frac{(\rho_p - \rho_f)}{18\mu} \vec{a} \quad (4.5)$$

- \vec{U}_s : Geschwindigkeitsschlupf
- \vec{U}_p : Partikelgeschwindigkeit
- \vec{U}_f : Fluidgeschwindigkeit
- \vec{a} : Beschleunigung innerhalb der Strömung

Falls die Dichte des Partikels deutlich größer ist als die des Fluids, folgt die Sprungantwort der Partikelgeschwindigkeit typischerweise einem exponentiellen Zusammenhang [104]:

$$\vec{U}_p(t) = \vec{U}_f \left[1 - e^{\left(-\frac{t}{\tau_s}\right)} \right] \quad (4.6)$$

t : Zeit

τ_s : Relaxationszeit

Die Relaxationszeit lässt sich dabei wie folgt beschreiben:

$$\tau_s = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu} \quad \left(\cong \frac{d_p^2}{\nu} \right) \quad (4.7)$$

Bei diskontinuierlicher Beschleunigung des Partikels greifen die vorgestellten, vereinfachten Gleichungen zur Bestimmung der Partikelgeschwindigkeit nicht mehr und die mathematische Beschreibung wird deutlich komplexer. Das Abklingverhalten folgt dann keinem einfachen exponentiellen Abfall mehr [104].

Nichtsdestotrotz stellt die Relaxationszeit ein geeignetes Kriterium zur Bewertung des Partikelfolgevermögens in Strömungen dar. Abbildung 4.7 illustriert den in Formel 4.7 dargelegten mathematischen Zusammenhang für verschiedene Partikeldurchmesser auf einen Sprung in der Strömungsgeschwindigkeit.

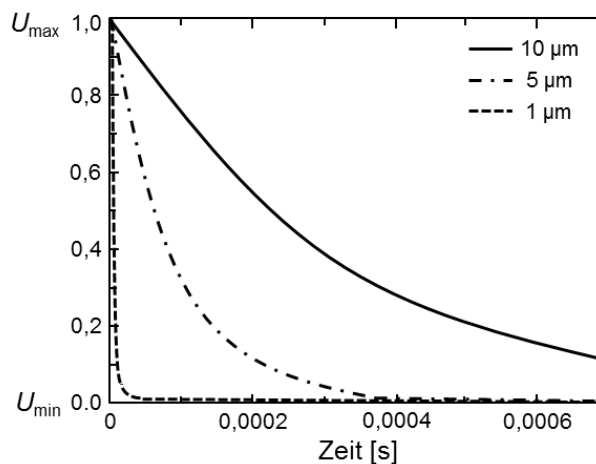


Abbildung 4.7: Partikelfolgevermögen in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser innerhalb eines verzögerten Luftstroms [104].

Die Wahl eines geeigneten Partikeldurchmessers stellt das (trivial anmutende) Grundproblem der PIV dar. Gesucht wird nach einem Partikel, der trotz eines geringen Teilchendurchmessers ein hohes Streulichtsignal generiert. Da das Streulichtsignal stark von der Partikelgröße und dem Verhältnis der Brechungsindizes zwischen Partikel und Fluid abhängt, muss hier ein geeigneter Mittelweg gefunden werden (Kap. 3.2, Formel 4.2). Die Wahl eines geeigneten Partikels ergibt sich durch das gegebene Arbeitsfluid und das zur Verfügung stehende PIV-System (Lichtquelle und Detektor).

In Gasströmungen werden meist sehr kleine, leichte Öltröpfchen mit Durchmessern von 5 µm verwendet, in flüssigen Strömungen überwiegend kugelförmige Festkörper mit Durchmessern größer 10 µm. Die Partikel sollten monodispers (identische Partikelgrößenverteilung) sowie räumlich gleichverteilt in der Strömung vorliegen, die Siedetemperatur zudem möglichst hoch liegen, um auch für Hochtemperaturanwendungen eingesetzt werden zu können (wie z.B. in Verbrennungsmotoren). Ferner sollten die Partikel chemisch inert und weder korrosiv noch abrasiv oder giftig sein. Wünschenswert ist zudem eine kostengünstige und schnelle Verfügbarkeit [21, 102, 170, 171].

Da die meisten technischen Strömungen nur geringe Konzentrationen lichtstreuender Bestandteile (mit undefinierter Größenverteilung) aufweisen, sind dem Fluid zur Bestimmung des Geschwindigkeitsfeldes geeignete Partikel zuzusetzen. Abhängig von der Massendichte des Fluid wird die Strömung mit Partikeln versetzt, die sich (idealerweise) homogen mit dem Medium durchmischen und gleichverteilt im Messvolumen vorliegen. Die Erzeugung geeigneter Partikel mit definierter Größenverteilung findet in Partikelgeneratoren statt. Die Funktionsweise der Partikelerzeuger unterscheidet sich hierbei stark vom eingesetzten Material. Flüssigkeiten werden meist über Partikel in Pulverform oder eine Suspension geimpft [102]. Das Einbringen kleiner, durch Elektrolyse erzeugter Gasblasen ist auch möglich [172].

Gasströmungen werden in der Regel mit flüssigen Partikeln (Aerosolnebel) oder Feststoffpartikeln (Rauch) versetzt. Atomisierung und Kondensation sind die gängigsten Methoden zur Herstellung flüssiger Partikel. Partikel aus Feststoff werden hingegen durch Atomisierung von Lösungen oder Suspensionen erzeugt [102]. Die benötigten Partikelgeneratoren produzieren in der Regel nahezu monodisperse Partikel. Der aufzuwendende Partikeldurchsatz ist an die benötigte Partikeldichte im Messvolumen gekoppelt und hängt stark von der benötigten räumlichen Auflösung der PIV ab. Keane und Adrian [173] empfehlen in diesem Zusammenhang 10–20 Partikel pro Kleinfeld, LaVision rät zu zehn Partikeln pro Auswertefenster [139]. Während Nebel im Vergleich zu anderen Feststoffen (Tabelle 4.2) bei einer wesentlich konstanteren Rate einer Gasströmung beigemischt werden kann, besitzen Tropfen aufgrund ihrer sphärischen Form den Vorteil eines guten Folgevermögens und einer definierten Streucharakteristik. Flüssigkeiten verfügen zudem über hohe Brechungsindizes. Durch das Impfen einer Strömung mithilfe von Flüssigkeit kann es (aber auch) zu einer erhöhten Verschmutzung der optischen Zugänge (Lasereinkopplung und Detektion) kommen. Ablagerungen an den Außenwänden des Messvolumens führen dabei zu Brechungseffekten an den Oberflächen (Strahlablenkung oder Verzerrung innerhalb der Detektion). Die resultierende Ablenkung kann zu einem lokalen Signalverlust in der Messebene führen. Anreicherungen entlang der optischen Achse zu lokalen Verzerrungen innerhalb der Detektion.

Tabelle 4.2: Seedingmaterialien für gasförmige Strömungen [104].

Typ	Material	Durchschnittlicher Durchmesser
Feststoffe	Polystyrol	0,5–10 µm
	Aluminium Al ₂ O ₃	0,2–5 µm
	Titan TiO ₂	0,1–5 µm
	Glas-Mikrosphären	0,2–3 µm
	Glas-Mikroballons	30–100 µm
	Granulat mit Kunststoffbeschichtung	10–50 µm
	Dioctylphthalate	1–10 µm
	Rauch	< 1 µm
Flüssigkeiten	Verschiedene Öle	0,5–10 µm
	Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat (DEHS)	0,5–1,5 µm
	Helium-gefüllte Seifenblasen	1000–3000 µm

Im Bereich der Hochtemperaturanwendungen (in Flammen oder heißen Gasströmungen) ist der Einsatz nichtflüchtiger Feststoffpartikel notwendig. Diese Partikel sind zudem zu bevorzugen, wenn hohe Partikelkonzentrationen im Messvolumen benötigt werden. Infolge elektrostatischer Kräfte und hoher Gasfeuchte kann es bei Feststoffen jedoch zur Koagulation der Partikel im Messvolumen kommen. Ablagerungen führen dann zur Abschwächung der eingebrachten Laserenergie. Die sich daraus ergebenden Konsequenzen sind jedoch weniger weitreichend als bei flüssigen Partikeln.

4.2.2 Lichtquellen

Da die Streuleistung eines Partikels (Formel 4.2) direkt an die eingebrachte Lichtintensität gekoppelt ist, werden in PIV-Anwendungen meist Lasersysteme eingesetzt. Aufgrund der hohen Strahlungsenergien in einem spektral definierten Frequenzbereich, bei gleichzeitig geringen Pulsweiten, eignen sich Laser für PIV-Anwendungen hervorragend. Ein Pulsbetrieb wird bei Lasern über die elektronische Ansteuerung eines Güteschalters (Q-Switch) oder bei kontinuierlich emittierenden Lasern durch eine rotierende Sektorblende (Chopper) realisiert. Der Nachteil von Dauerstrichsystemen liegt allerdings in den geringeren Pulsenergien. Tabelle 4.3 zeigt Lasersysteme die zur Strömungsmessung mittels PIV eingesetzt werden können.

Tabelle 4.3: Lasersysteme für PIV-Anwendungen [21].

Laser	Pulsfrequenz	Pulsenergie	Wellenlänge	Mittlere Laserleistung
Argon-Ionen	0–MHz ¹	0,01–0,1 mJ ²	488/514,5 nm	1–10 W
Kupferdampf	≥ 30 – 10^3 Hz	1–5 mJ	510,6, 578,2 nm	10–30 W
Nd:YAG	10–kHz	20–1000 mJ	532 nm	10–25 W
Rubin	< 1 Hz	30–10000 mJ	694,3 nm	0,003–10 W

Nd:YAG-Laser haben sich in PIV-Anwendungen aufgrund der in Tabelle 4.3 aufgezeigten Leistungscharakteristik, der kompakten Bauform sowie des robusten Aufbaus etabliert. Die erzielbaren Pulsenergien hängen bei Festkörperlaser stark von der Repetitionsrate und der thermischen Belastbarkeit des Lasers ab. Da zur Bestimmung von Geschwindigkeitsfeldern meist ein sehr kurzer zeitlicher Versatz (1 μ s–10 ms) zwischen den Belichtungen benötigt wird [104], ein handelsüblicher Nd:YAG-Laser jedoch nur über eine Wiederholrate von 10 Hz verfügt, besitzen geeignete Lasersysteme zwei Laserkavitäten. Mit sogenannten Doppelpulssystemen lassen sich dann die benötigten Pulsabstände realisieren.

4.2.3 Kamerasysteme

Um Doppelbelichtungen mit einem möglichst geringen zeitlichen Versatz ausführen zu können, werden für die PIV meist Interline-Transfer-Kamerasysteme eingesetzt. Neben einem lichtempfindlichen, aktiven Sensorelement befindet sich auf dem Pixel ein lichtgeschützter Speicherbereich (Transferregister). Ein oftmals auf die Pixelmatrix gebrachtes Mikrolinsenarray kompensiert dabei den Verlust an fotoaktiver Fläche durch das Transferregister. Durch geeignete Taktung der anliegenden Elektroden Spannungen werden die gesammelten Ladungen der ersten Belichtung ($t = t_0$) horizontal vom lichtempfindlichen Teil in die abgeschattete Speicherregion verschoben, sodass mit der zweiten Belichtung ($t = t_0 + \Delta t$) begonnen werden kann. Der Ladungstransport in das Transferregister dauert dabei weniger als eine Mikrosekunde ($\Delta t \leq 1 \mu$ s) [174, 175]. Spezialisierte Kamerasysteme basierend auf CCD-Sensortechnologie ermöglichen bei PIV eine Detektion des Streulichts in sehr kurzen zeitlichen Abständen Δt . Die realisierbare zeitliche Auflösung einer Doppelbelichtung liegt hier im Bereich weniger Mikrosekunden.

CMOS-Detektoren eignen sich ebenso für die PIV. Durch die höheren Ausleseraten und dem damit einhergehenden geringeren zeitlichen Versatz zwischen zwei Aufnahmen, sind CMOS-Sensoren in der Lage den dynamischen Bereich von Strömungsmessungen mittels PIV zu erweitern. Da alle Bildpunkte des Sensors

¹ Mit rotierender Sektorblende.

² 10 μ s Pulsdauer.

simultan ansteuerbar und damit elektronisch verschließbar sind, können Messungen bei wesentlich höheren Repetitionsraten als mit wissenschaftlichen CCD-Systemen aufgenommen werden.

4.3 Toluol-Thermometrie

Aufgrund der stark ausgeprägten Temperatursensitivität eignet sich Toluol hervorragend als Temperaturtracer [109]. Die Temperatursensitivität resultiert aus der Temperaturabhängigkeit der in der Fluoreszenzgrundgleichung verankerten Faktoren: Absorptionsquerschnitt, Fluoreszenzquantenausbeute sowie Teilchenzahldichte. Temperaturverteilungen lassen sich mithilfe der Toluol-LIF in einem homogenen Gasgemisch mit nur einer Laseranregungswellenlänge und einem Detektor bildgebend erfassen [109, 176]. Die Anwendbarkeit der sogenannten Ein-Farben-Thermometrie ist jedoch auf Fälle mit einer homogenen Konzentrationsverteilung des Tracers im Messvolumen beschränkt. Da sowohl lokale Abweichungen in der Teilchenzahldichte als auch in der Temperatur eine Änderung der Signalintensität bewirken, kann es andernfalls zu einer Fehlinterpretation des detektierten Fluoreszenzsignals kommen [108, 109]. Der Ansatz der Zwei-Farben-Thermometrie ermöglicht eine Quantifizierung der Gasphasentemperatur trotz örtlicher Inhomogenitäten in der Konzentration. Diese Technik benötigt dafür „zwei Stücke“ an Information, die hier über die spektrale Aufteilung des Emissionsspektrums bereitgestellt werden. Die Zwei-Farben-Thermometrie nutzt die spektrale Rotverschiebung des Emissionsspektrums bei steigender Temperatur. Über eine Verhältnisbildung der spektral getrennt voneinander erfassten Wellenlängenbereiche ist die Bestimmung der lokalen Gasphasentemperatur möglich. Die Temperaturabhängigkeit des Signalverhältnisses resultiert hierbei allein aus der Fluoreszenzquantenausbeute, da sich alle weiteren Einflussfaktoren (Teilchenzahldichte, Absorptionsquerschnitt und Laserintensität) innerhalb der Gleichung kürzen (Formel 4.10). Der optische Aufbau besteht ebenfalls aus einem UV-Laser, aber zwei Detektionskanälen. Die detaillierte Ausführung der Thermometriemesstechniken beschränkt sich im Folgenden auf die Mischung von Toluol in Stickstoff.

4.3.1 Ein-Farben-Detektion

Nach der Fluoreszenzgrundgleichung (Formel 4.3) ist die Signalintensität der LIF in jedem Punkt (x, y) proportional zum Produkt aus Teilchenzahldichte, Absorptionsquerschnitt und Fluoreszenzquantenausbeute des verwendeten Tracers [109, 176]:

$$I_{\text{LIF}}(T, x, y) \propto n(T, x, y) \sigma(T) \phi(T) \quad (4.8)$$

Liegt eine homogene Konzentrationsverteilung unter konstanten lokalen Druckverhältnissen im Messvolumen vor, hängt die Teilchenzahldichte von $1/T$ ab. Das LIF-Signal ist nach einer Laseranregung des Moleküls bei 248 oder 266 nm damit lediglich eine Funktion der Temperatur [109]. Ein Bereich oder ein Zustand bekannter Temperatur genügt dann zur Kalibrierung auf die absolute Gasphasentemperatur [109, 176].

$$T(x, y) = f(I_{\text{LIF}}(x, y)) \quad (4.9)$$

Die Ein-Farben-Thermometrie nutzt den Abfall des absoluten Fluoreszenzsignals mit steigender Temperatur zur Bestimmung der Gasphasentemperatur. Abbildung 4.8 zeigt die breitbandigen Fluoreszenzspektren (260–360 nm) von Toluol mit sinkender Temperatur normiert auf die Fluoreszenzintensitäten bei 350 K.

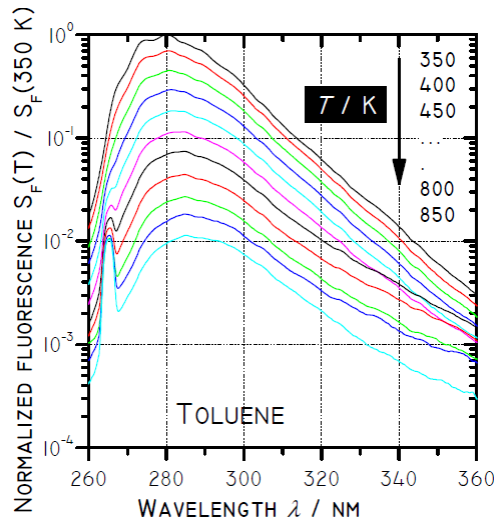


Abbildung 4.8: Toluol-LIF-Emissionsspektren für verschiedene Temperaturen in N_2 nach Anregung bei 266 nm [111].

Die starke Abhängigkeit zwischen spektral integrierter Fluoreszenz und Temperatur kann durch die Fluoreszenzquantenausbeute (Abbildung 3.8) erklärt werden, die ebenfalls um einige Größenordnungen im gleichen Temperaturregime abfällt. Aufgrund der hohen Temperatursensitivität (Faktor von 10^2 – 10^3 über einen Temperaturbereich von 500 K) besitzt dieses Verfahren eine hohe Genauigkeit und Präzision [109, 176].

4.3.2 Zwei-Farben-Detektion

Die Zwei-Farben-Thermometrie nutzt die spektrale Verschiebung des Emissionsspektrums in Richtung längerer Wellenlängen aus, um über die Detektion zweier spektral voneinander getrennter Wellenlängenkanäle die Temperatur zu bestimmen [109, 176]. Das Verhältnis beider Signalintensitäten ist dabei ein Maß für die spektrale Verschiebung und korreliert damit mit der Gasphasentemperatur im Messvolumen. Durch die Verhältnisbildung (bei simultaner Detektion) kürzen sich zudem die Laserenergie und die Teilchenzahldichte aus der Fluoreszenzgrundgleichung. Es folgt somit:

$$\frac{I_{LIF}^1(T, x, y)}{I_{LIF}^2(T, x, y)} = \frac{\eta^1 I_{Laser} n(x, y) \sigma(T(x, y)) \phi^1(T(x, y))}{\eta^2 I_{Laser} n(x, y) \sigma(T(x, y)) \phi^2(T(x, y))} = c \frac{\phi^1(T(x, y))}{\phi^2(T(x, y))} = f(T(x, y)) \quad (4.10)$$

Die Detektionseffizienz der beiden Kanäle wird über η beschrieben. Die Temperatursensitivität hängt von der gewählten Filterkombination sowie der Gaszusammensetzung im Messvolumen ab.

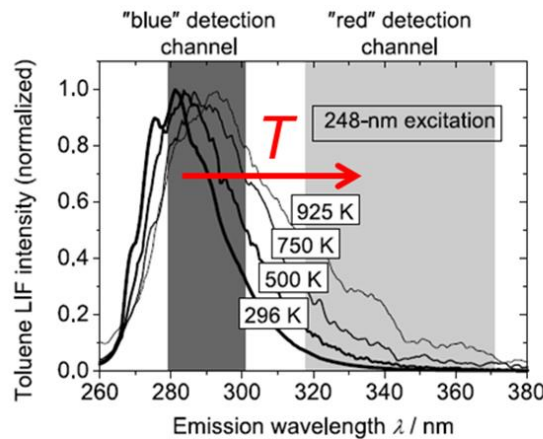


Abbildung 4.9: Emissionsspektren der Toluol-LIF für verschiedene Temperaturen bei einer Anregungswellenlänge von 248 nm. Diesen hinterlegt sind die, zur Verhältnisbildung der Zwei-Farben-Thermometrie benötigten, spektral separierten Detektionskanäle [117].

Um die Wellenlängenbereiche möglichst scharf voneinander zu trennen und um eine möglichst hohe Detektionseffizienz zu erzielen, kommen bei der Zwei-Farben-Thermometrie hochtransmissive, scharfkantige Bandpassfilter zum Einsatz. Die Detektionskanäle werden dabei so gewählt, dass sich das Verhältnis beider Kanäle über den relevanten Temperaturbereich möglichst stark verändert. Je größer die Veränderungen im Signalverhältnis sind, desto höher ist die Präzision der Temperaturmessung.

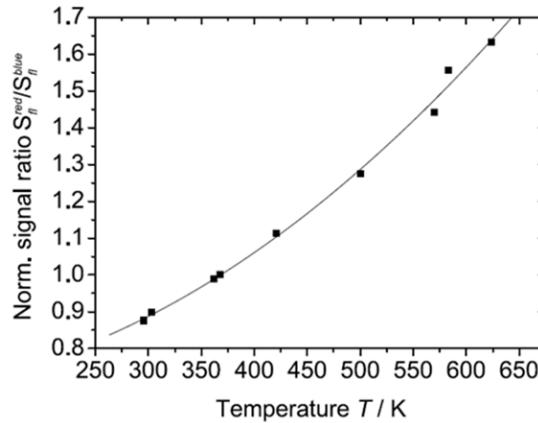


Abbildung 4.10: Temperaturabhängiges LIF-Signalverhältnis von Toluol nach Anregung bei 248 nm [117].

Für die innermotorische Messung von Gasphasentemperaturen bedeutet dies, dass diese trotz einer inhomogenen Kraftstoffkonzentrationsverteilung, wie sie beispielsweise durch eine Direkteinspritzung in Brennraum erzeugt wird, möglich sind. Der Aufbau mit einer Signaltrennung über einen Strahlteiler oder eine Doppeloptik führt im Vergleich zur Ein-Farben-Thermometrie zu einer Halbierung der detektierten Fluoreszenz. Durch das schwächere Absolutsignal werden hier geringere Signal/Rausch-Verhältnisse als bei der Ein-Farben-Technik erzielt. Zudem besitzt das auf einer Verhältnisbildung beider Detektionskanäle beruhende Verfahren eine schwächere Temperatursensitivität (Faktor 2–5, Abbildung 4.10) über den relevanten Temperaturbereich (300–800 K).

4.4 Flammeneigenleuchten

Die Untersuchung des Flammeneigenleuchtens stellt aufgrund der einfachen Umsetzbarkeit eine der ältesten diagnostischen Methoden der Verbrennungsforschung dar. Schon früh verstand man über die Färbung der Flamme Rückschlüsse auf den eingesetzten Brennstoff, den Durchmischungsgrad (lokales Äquivalenzverhältnis) sowie entstehende Verbrennungsprodukte zu ziehen. Im Gegensatz zu den bereits vorgestellten Messtechniken handelt es sich bei dieser Methode um ein passives Verfahren, das die bei der Verbrennung entstehende Eigenstrahlung der angeregten Spezies in der Reaktionszone (Chemilumineszenz) zur Analyse und Interpretation der Verbrennungschemie nutzt.

Bildgebende innermotorische Untersuchungen von Verbrennungsvorgängen sind somit auch ohne aktive Laseranregung der in der Reaktionszone befindlichen Moleküle möglich. Zur orts aufgelösten Visualisierung der Flammenausbreitung wird demzufolge nur ein Kamerasystem benötigt, das die Chemilumineszenz detektiert. Aufgrund der tiefenintegrierenden Detektion der Verbrennung (Line-of-Sight-Messung) ist eine Quantifizierung der Flammenausbreitung nur mittels aufwendiger Bildnachbearbeitung möglich. Die räumliche Ausbildung der Flammenfront kann dabei in Verbindung mit einer Druckverlaufsanalyse beispielsweise zur Untersuchung zyklischer Schwankungen herangezogen werden [13, 67, 161].

Gebildet werden die lumineszierenden Spezies direkt in der Flammenfront (bzw. der chemischen Reaktionszone). Zudem werden in der Vorwärmzone, dem Bereich zwischen chemischer Reaktionszone und Frischgas, reaktionsfreudige Intermediate (Radikale) gebildet. Durch einige chemische Reaktionen werden die Reaktionsprodukte bzw. Zwischenprodukte in diesen Zonen in einem elektronisch angeregten Zustand gebildet. Bei

der Relaxation der Spezies in den Grundzustand kommt es dann zur Lichtemission. In inhomogen gemischten Systemen (Dieselmotor oder Ottomotor mit DI) kann aufgrund von Rußbildung zusätzlich Inkandeszenz (Schwarzkörperstrahlung) auftreten. Diese folgt dem Planck'schen Strahlungsgesetz und emittiert ein kontinuierliches Spektrum mit einem temperaturabhängigen Maximum im Infrarot. Im Gegensatz dazu steht das Emissionsspektrum der lumineszierenden molekularen Intermediate: Bei spektral aufgelösten Messungen zeigt sich ein diskretes, aus verschiedenen Linien und Banden zusammengesetztes Spektrum, das Rückschlüsse auf die angeregten Atome bzw. Moleküle zulässt [177]. Über eine detaillierte Analyse der spektralen Information sind unter günstigen Umständen sogar quantitative Informationen über das lokale Brennstoff-Luft-Verhältnis, die lokale Wärmeabsetzung sowie weiterer chemischer Vorgänge in der Reaktionszone bestimmbar [178].

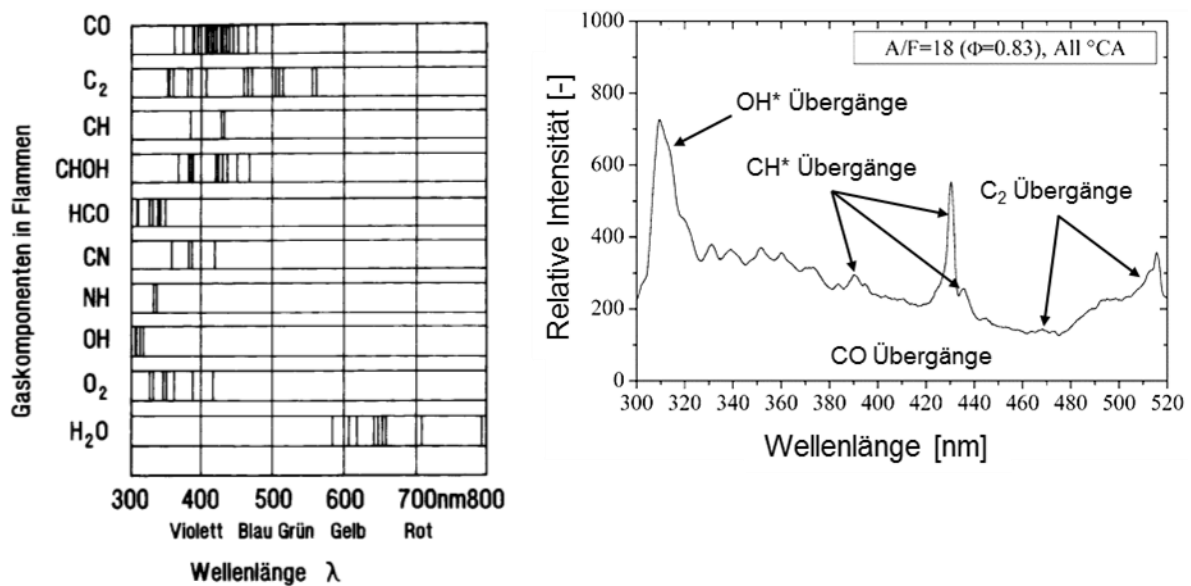


Abbildung 4.11: Chemilumineszenzspektren von Kohlenwasserstoffflammen. Links: Emissionsbandenspektrum [21]. Rechts: Spektrum einer mageren ottomotorischen Verbrennung mit iso-Oktan [179].

Abbildung 4.11 zeigt das kontinuierliche Emissionsspektrum und das Emissionsbandenspektrum einer Kohlenwasserstoffverbrennung. Die emittierte Chemilumineszenz erstreckt sich hier vom ultravioletten bis zum sichtbaren Spektralbereich. Eine Zuordnung der spektralen Information zeigt die für eine Kohlenwasserstoffreaktion charakteristische Bildung von C₂^{*}, CH^{*}, CO₂^{*} und OH^{*} in der Reaktionszone. Die Spezies C₂^{*}, CH^{*}, und OH^{*} emittieren wegen ihres atomaren Aufbaus relativ schmalbandig, CO₂^{*} hingegen durch die dreiatomige Molekülstruktur breitbandig über den gesamten Spektralbereich [180].

Die hohe Strahlungsintensität, der diskrete Wellenlängenbereich (hohe Selektivität gegenüber anderen Spezies) sowie die Bildung in der Flammenfront machen CH^{*} (377 und 431 nm) und OH^{*} (308 nm) zu geeigneten Marker des Flammenfortschritts in Verbrennungsmotoren [163]. Aufgrund der schmalbandigen Chemilumineszenz lassen sich beide Spezies über Bandpassfilter spektral selektieren. Dies führt gerade in Verbrennungsmotoren mit Direkteinspritzung zu einer eindeutigeren örtlichen Zuordnung der Flammenfront durch die Unterdrückung unerwünschter Störsignale, wie dem Rußleuchten [181]. Detaillierte Informationen zur Chemilumineszenz motorischer Verbrennungsvorgängen finden sich in [161, 182, 183].

4.5 Methoden der statistischen Datenauswertung

Statistische Auswertemethoden spielen bei der Analyse bildgebend erfasster Datensätze eine zentrale Rolle. Gerade bei der Untersuchung stochastischer innermotorischer Prozesse können über geeignete Statistiken Betriebscharakteristika beschrieben und dargestellt werden. Die empirisch gewonnenen Informationen können

mithilfe geeigneter Methoden verdichtet und nachfolgend einfacher analysiert sowie belastbarer interpretiert werden. Insbesondere bei variierenden Betriebszuständen (Drehzahl, Hub, Steuerzeiten) lassen sich so qualitative und quantitative Merkmale eines Datensatzes präziser vergleichen. Auch im Hinblick auf die Validierung von Simulationsansätzen stellen die Ergebnisse eine belastbarere Vergleichsgröße dar und schaffen eine systematische Verbindung zwischen Empirie und Theorie.

4.5.1 Mittelwerte und Standardabweichungen

Die in den folgenden Kapiteln durchgeführte statistische Datenauswertung beschränkt sich in erster Linie auf die ersten beiden statistischen Momente (Mittelwert und Standardabweichung). Der über das Ensemble der Messserie gebildete Mittelwert sowie die Standardabweichung lassen Schlussfolgerungen auf die Amplitude und das Schwankungsniveau einer Messgröße in einem Datensatz zu. Die Mittelwert und Standardabweichung werden mithilfe der bereits in Kapitel 2.1 vorgestellten mathematischen Grundgleichungen bestimmt. Diese einfachen Zusammenhänge lassen bereits aussagekräftige Rückschlüsse auf den zugrundeliegenden Zustand zu. In Strömungsfeldern sind beispielsweise räumliche stabile Wirbelstrukturen über den Mittelwert bestimmt, zyklische Schwankungen hingegen über die Standardabweichung.

4.5.2 Proper Orthogonal Decomposition

Die Proper Orthogonal Decomposition (POD) ist ein statisches Verfahren zur Zerlegung und kompakten Rekonstruktion von Daten. Das Verfahren umfasst etliche Anwendungsfelder. Die Modenanalyse separiert in einem Datensatz wiederkehrende Strukturen von zufällig auftretenden Mustern. Die POD ist demzufolge in der Lage, Kerninformationen einer Messserie zu kondensieren und die Datenmenge somit auf ein Minimum zu reduzieren.

Zyklische Schwankungen innerhalb der periodisch ablaufenden Prozesskette eines Verbrennungsmotors (Viertaktprozess) entsprechen folglich dem gestellten Anforderungsprofil und sind daher prädestiniert für eine nachgeschaltete POD. Untersuchungen zum Verhalten der Einlauf- und Kompressionsströmung können somit gezielt ergänzt werden. Eine präzisere Unterscheidung und detaillierte Bewertung kohärenter und turbulenter Strukturen kann dadurch quantitativ erfolgen. Der Abgleich zwischen Experiment und Grobstruktursimulation wird somit noch belastbarer, da sowohl die räumliche Ausprägung als auch das Energieniveau der turbulenzgenerierenden Scherschichten genau bestimmt werden kann. Mithilfe einer räumlichen Modenanalyse kann zudem der Anteil einzelner kleinskaliger Strömungsstrukturen an der kinetischen Gesamtenergie beziffert werden. Lumley gilt in dieser Beziehung als Vorreiter der Anwendung von POD auf atmosphärische Turbulenz [78].

Eine unmittelbare physikalische Interpretation der Ergebnisse der POD ist oft nicht möglich. Die resultierenden Modenstrukturen werden oft als kohärente Strukturen interpretiert, obwohl dies aus dem mathematischen Kontext nicht hervorgeht. Zudem herrscht Uneinigkeit, ob der Ensemblemittelwert vor der statistischen Analyse abgezogen werden soll oder nicht [184]. Rein rechnerisch wurde durch Ref. [185] keine Auswirkung auf das Ergebnis festgestellt, dennoch muss dies dann bei Deutung der Moden berücksichtigt werden. Wird auf die Subtraktion im Vorfeld verzichtet, ist die erste Mode dem Mittelwert gleichzusetzen. Eine gebräuchliche Vorgehensweise beim Vergleich von Strömungsfeldern besteht dann etwa in der Gegenüberstellung der Energiespektren bzw. der kumulierten Energieverteilungen [184]. Zur Quantifizierung der räumlichen Übereinstimmung (beispielsweise zwischen Experiment und CFD) hat sich hier allerdings der Relevance Index als geeigneteres Gütekriterium erwiesen [186].

Beim Durchlaufen der POD werden die ursprünglichen Geschwindigkeits- oder Skalarfelder in eine Summe von gewichteten linearen Basisfunktionen bzw. Moden zerlegt. Da die Funktionen aus gemessenen Datensatz stammen, gelten diese als empirische Basis und werden somit nicht, wie es beispielsweise bei einer vorge-schalteten Fourier-Transformation üblich ist, in eine alternative lineare Basis zerlegt. Zur Bestimmung der

Basisfunktionen wird eine statistische Korrelationsmethode angewandt, die diese folgend normalisiert und orthogonal ausrichtet. Die nachfolgende mathematische Beschreibung mit verwendeter Nomenklatur sowie deren Beschreibung ist angelehnt an [33, 185]. Im Allgemeinen gliedert sich der Prozess der POD in zwei Schritte: Analyse und Synthese [187].

Als Eingangsgröße verwendet die POD hier, K zweidimensionale Vektorfelder, die über den Zeitraum t bestimmt wurden.

$$V^{(k)} = [u_{i,j}, v_{i,j}]^{(k)} \quad (4.11)$$

$V^{(k)}$: Zweidimensionales Vektorfeld

i, j : Indizes der Interrogationsfelder innerhalb der PIV

Die zu analysierenden Vektorfelder wurden innerhalb der durchgeführten Messungen phasengekoppelt, also bei gleichem Kurbelwellenwinkel detektiert. $V^{(k)}$ entspricht folglich dem k -ten Zyklus bei gegebenem Kurbelwellenwinkel. Die beschriebenen Zusammenhänge gelten aber auch für dreidimensionale und kurbelwellenwinkel aufgelöste (phasenentkoppelte) Messungen sowie Skalarfelder. Die POD erzeugt dabei einen linearen Basissatz bestehend aus M Basisfunktionen und deren korrespondierenden Koeffizienten, mit deren Hilfe alle in die Auswertung einfließenden Geschwindigkeitsverteilungen rekonstruiert werden können.

$$V^{(k)} = \sum_{m=1}^M c_m^{(k)} \varphi_m \quad (4.12)$$

m : Mode

c_m : Koeffizient der Mode

φ_m : Basisfunktion der Mode

Die maximale Modenanzahl ist somit immer identisch mit der Anzahl an untersuchten Einzelzyklen ($M = K$). Eine detaillierte Herleitung zur Berechnung orthonormaler POD-Basisfunktionen findet sich in [149, 151]. Der in der Auswerterroutine implementierte POD-Algorithmus optimiert dabei die folgende Differenz:

$$\sum_{k=1}^K \left\| V^{(k)} - \sum_{m=1}^M c_m^{(k)} \varphi_m \right\|^2 \rightarrow \min \quad (4.13)$$

mit,

$$(\varphi_i, \varphi_j) = \delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{für } i = j \\ 0 & \text{für } i \neq j \end{cases}$$

$\|\cdot\|$: L^2 -Norm (Lesbesgue-Raum)

Die in den Basisfunktionen enthalten Strömungsstrukturen werden im L^2 -Raum normalisiert, sodass die Quadratsumme aller Vektoren der individuellen Basisfunktion folgendermaßen definiert ist [33]:

$$\sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J (\mu_{i,j}^2 + v_{i,j}^2) = 1 \quad (4.14)$$

M : x -Komponente von φ

N : y -Komponente von φ

Zudem liegen alle Basisfunktionen orthogonal zueinander, d.h.:

$$\int \varphi_m(x) \varphi_p(x) dx = \delta_{m,p} \quad (4.15)$$

Die aufgezeigten mathematischen Operationen definieren die Basisfunktionen dabei als orthonormal. Die nachfolgende $K \times M$ Koeffizientenmatrix beinhaltet die Amplitude der korrespondierenden Basisfunktion des Einzelvektorfeldes.

$$c_m^k = \begin{bmatrix} c_1^1 & c_2^1 & \dots & c_M^1 \\ c_1^2 & c_2^2 & \dots & c_M^2 \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ c_1^K & c_2^K & \dots & c_M^K \end{bmatrix} \quad (4.16)$$

Die Koeffizienten werden über Projektion des Originalvektorfeldes K auf die errechnete Matrix von Basisfunktionen M bestimmt. Das k -te Geschwindigkeitsfeld einer Messung kann damit durch Multiplikation des Koeffizienten mit der entsprechenden Basisfunktion sowie nachfolgender Summation aller Moden M rekonstruiert werden (Gleichung 4.4). Da die Basisfunktion normalisiert ist und der Korrelationskoeffizient die Amplitude der gleichen Mode beschreibt, entspricht die kinetische Energie der m -ten Mode zudem der des k -ten Geschwindigkeitsfeldes. Aus dem Modenspektrum der POD kann folglich der Energieanteil jeder einzelnen Mode an der Gesamtenergie über die Messserie errechnet werden. Die massenspezifische kinetische Energie aller in die Analyse einfließender Zyklen wird also über die m -te Mode beschrieben:

$$KE_m = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^K \left(c_m^{(k)} \right)^2 = \frac{1}{2} K \lambda_m \quad (4.17)$$

KE_m : Massenbezogene kinetische Energie der m -ten Mode

λ_m : Eigenwert der m -ten Mode

Die Gleichung 4.4 verknüpft durch den aufgezeigten mathematischen Zusammenhang die Koeffizienten mit den Eigenwerten [33]. Der Energieanteil der m -ten Mode ergibt sich somit aus:

$$ke_m = \frac{KE_m}{KE_{total}} \quad (4.18)$$

$$KE_{total} = \sum_{m=1}^M KE_m \quad (4.19)$$

ke_m : Kinetische Energieanteil der m -ten Mode

KE_{total} : Kinetische Gesamtenergie aller Moden

Demnach ergibt sich die kinetische Gesamtenergie über die Summation aller Geschwindigkeitsverteilungen K . Die Reihenfolge des POD Spektrums ist definiert als $m = 1 \rightarrow M$ abhängig vom jeweiligen Energieanteil. Die erste Mode besitzt dementsprechend den größten Anteil ($KE_m > KE_{m+1}$) für alle m . Das resultierende Spektrum wird in der Literatur im Allgemeinen nach dem Konzept der Low-Order Reconstruction und des Low-Modelings beschrieben [184]. Der Großteil der Strömungsenergie wird hier meist schon von den ersten Moden beschrieben. Holmes et al. gehen davon aus, dass innerhalb des Low-Order-Ansatzes 90% der Gesamtenergie erfasst und nur Moden mit weniger als 1% vernachlässigt werden [33].

Wird die POD ohne Subtraktion des mittleren Geschwindigkeitsfeldes angewendet, bezieht sich das rekonstruierte Ensemblemittel auf Koeffizienten des mittleren Geschwindigkeitsfeldes und die POD-Moden ergeben sich dann durch:

$$\langle V_{M'} \rangle = \sum_{m=1}^{M'} \left[\frac{1}{K} \sum_{k=1}^K c_m^{(k)} \right] \varphi_m = \sum_{m=1}^{M'} \langle c_m \rangle^{(K)} \varphi_m \quad (4.20)$$

mit

$$M' = 1 \rightarrow M$$

$\langle c_m \rangle^{(K)}$: Ensemblemittel über alle Einzelfelder bei einer gegebenen Mode

Gleichung 4.12 zeigt, dass mithilfe des Low-Order-Ansatzes eine Abschätzung des Mittelwertes auch unter Verwendung eines gekürzten Datensatz von M' Moden möglich ist. Die exakte Rekonstruktion erfordert allerdings $M' = M$ Moden.

4.5.2.1 Interpretationsansätze im motorischen Kontext

Durch die Fragmentierung des Datensatzes in verschiedene Basisfunktionen (Moden) werden die sich überlagernden Strömungsanteile im Zylinder über die Messreihe in Grundstrukturen zerlegt. Nach [184] wird allgemein zwischen folgenden Strömungsanteilen unterschieden:

- Großskalige wiederkehrende kohärente Strukturen, die im turbulenten Energiespektrum den größten im Strukturen entsprechen (Kap. 2.1.2).
- Räumlich und zeitlich stochastisch wiederkehrende kohärente Strukturen, die den (transienten) motorischen Betrieb maßgeblich beeinflussen und zwischen den Zyklen variieren.
- Stochastische Fluktuationen die keine Kohärenz aufweisen und in den Scherschichten gebildet werden (Turbulenz).
- Strukturen nicht-physikalischer Natur, die als Messungenauigkeit auf das Strömungsfeld addiert werden (wie z.B. Kamerarauschen).

Die mithilfe der POD bestimmten Basisfunktionen entsprechen kohärenten Strömungsstrukturen, die sich über die gesamte Messserie in verschieden starker Ausprägung in jedem Einzelbild wiederfinden. Nicht jede Mode bildet dabei eine individuelle kohärente Struktur ab, sondern besteht lediglich aus der gleichen Strukturen, die mit abweichender Magnituden ausgebildet ist [184]. Die Koeffizientenmatrix der POD zeigt dabei auf, wie stark ein Strömungsfeld der Messreihe mit einer entsprechenden Mode korreliert. Da vor der hier durchgeführten POD-Analyse der Ensemblemittelwert von den instantanen Geschwindigkeitsfeldern abgezogen wird, enthält das Ergebnis nach Definition lediglich noch die Reynolds-Averaged Navier-Stokes-Turbulenz, kurz RANS-Turbulenz [184].

5 Zylinderinnenströmung

Moderne Ottomotoren verfügen über eine ausgeprägte Einlaufströmung, die hauptverantwortlich für den Eintrag an kinetischer Energie in den Brennraum ist. Gelenkt durch den Einlasstrakt, die Ventile und die Brennraumgeometrie bildet sich die Strömung im Zylinder zu einer organisierten großskaligen Ladungsbewegung aus. Diese stark ausgeprägte Walzenbewegung wird meist durch flache Einlasskanäle sowie nachbearbeitete Kanten vor dem Ventilsitz erzeugt. Da es am Einlassventil zu einer ungleichmäßigen Verteilung des Massenstroms über den Querschnitt kommt, entsteht die charakteristische Walzenbewegung hier durch die gerichtete Einlassströmung in den Zylinder. In der Kompressionsphase zerfällt die großskalige Struktur dann der Energiekaskade folgend in kleinere, turbulenter Elemente. Die Einlaufströmung hat demnach Einfluss auf die Ausbildung des Strömungsfeldes in der Kompressionsphase und dadurch direkte Auswirkungen auf die Ausbildung der Verbrennung nach Zündung (s. Kap. 2.1).

Da das Strömungsfeld das erste Bindeglied für einen Abgleich zwischen Experiment und Simulation darstellt, wurden am optisch zugänglichen Forschungsmotor des IVGs PIV-Messungen durchgeführt. Neben der Analyse sich ändernder Betriebsbedingungen auf das Strömungsfeld lag der Fokus auf der Generierung konsistenter Datensätze zur Validierung einer LES bei einem Projektpartner.

5.1 Strömungsuntersuchungen am optischen Einzylinder

PIV in der Einlass- und Kompressionsphase wurde in der zentralen Tumbleschnittebene am optisch zugänglichen Einzylinder-Forschungsmotor durchgeführt (s. Abbildung 4.4). Das Hubvolumen des Aggregats entspricht dabei dem eines Zylinders in einem typischen PKW-Serienmotor. Der Forschungsmotor besitzt vier Ventile, einen flachen Kolben sowie den für Ottomotoren typischen Dachbrennraum. Weitere Spezifikationen zur Geometrie des Motors finden sich in Tabelle 5.1.

Tabelle 5.1: Maße zur Brennraumgeometrie des Forschungsmotors.

Kompressionsverhältnis	10,0
Hubvolumen	499 cm ³
Hub	90 mm
Bohrung	84 mm

Die Strömungsmessungen wurden unter geschleppten Betriebsbedingungen durchgeführt. Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat (s. Tabelle 4.2) bzw. Silikonöl (Dow Corning 510 Fluid, 50 CST) wurde dazu über einen Partikelgenerator (LaVision, Aerosol Generator [188]) in einem Abstand von 50 cm vor den Einlassventilen der Strömung als Seedingsubstanzen zugeführt. Tabelle 5.2 führt die technischen Daten der verwendeten Seedingsubstanzen zusammen [189-191]. Die Partikelgrößenverteilung (Most Penetrating Particle Size, MPPS) hängt hier sowohl von der Seedingsubstanz als auch vom Partikelgenerator ab [102, 188, 192].

Tabelle 5.2: Technische Daten zu den verwendeten Seedingsubstanzen.

Seedingsubstanz	Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat	Dow Corning 510 Fluid 50 CST
Formel	$C_{26}H_{50}O_4$	$[Si(CH_3)_2O]_x[Si(CH_3)(C_6H_5)O]_y$
μ [Pa s]	0,023	–
ν [mm ² /s]	25,16	50
Dichte (bei 298 K) [kg/m ³]	914	988
Siedetemperatur [K]	485	> 308

Flammpunkt [K]	> 473	> 573
Brechungsindex (bei 550 nm)	1,453	–
MPPS [μm]	0,2–0,3 [189, 190], ~ 0,7–2,2 [192], 0,5–1,5 [104]	1–3 [193, 194]

Die Druckindizierung wurde über einen piezokapazitiven Relativdrucksensor am Zylinderkopf (AVL GH12D) und piezoresistive Absolutdrucksensoren im Einlass- und Abgastrakt (Kistler 4007) des Prüfstands realisiert. Die zeitliche Auflösung der Druckmessung lag für den Zylinderinnendruck bei 1° , für den Ein- und Auslassdruck bei $0,1^\circ\text{KW}$.

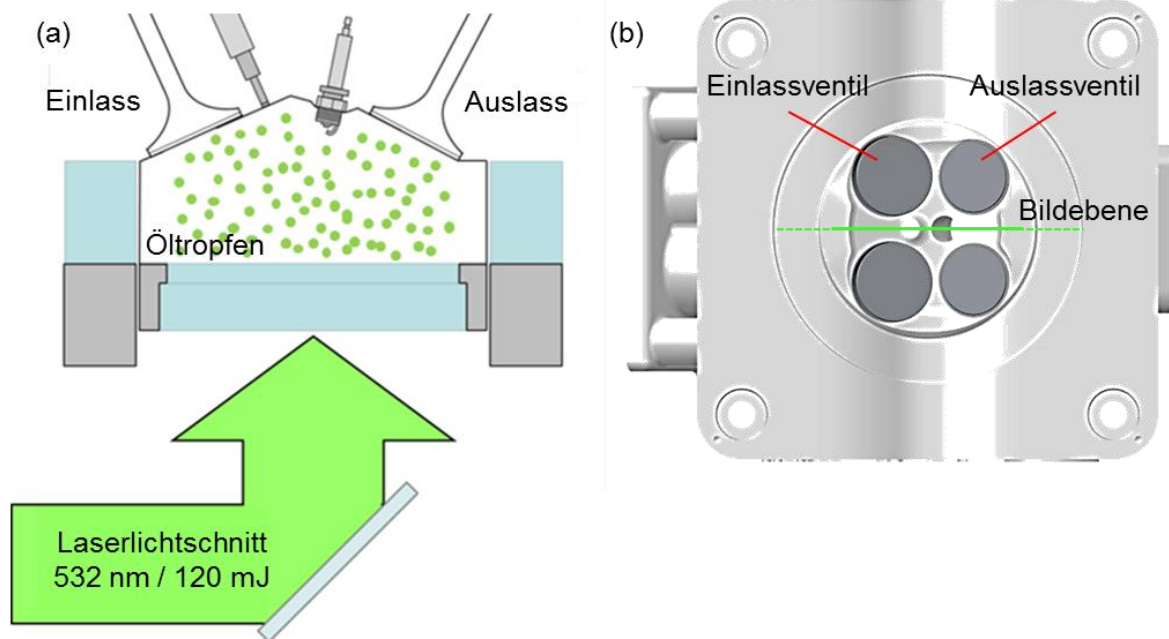


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung zum experimentellen Aufbau der Strömungsmessungen. a) Einkopplung des Lichtschnitts durch den Kolbenboden. b) Detektionsebene innerhalb des Brennraums.

Die bildgebenden Messungen zur Strömungsbildung im Zylinder wurden phasengekoppelt durchgeführt. Abbildung 5.1 zeigt die Versuchsanordnung mit Einkopplung des Lichtschnitts durch den Kolbenboden und der daraus resultierenden Detektionsebene im Brennraum. Aufgrund der kurbelwinkelabhängigen Ausleuchtung durch den Laserlichtschnitt (Kolbenposition sorgt für veränderliche Abschattung über den Kurbelwinkelbereich) kommt es im Zyklus zu einer Variation des Detektionsbereichs. Zur Beleuchtung der Schnittebene wurde ein Doppelpuls-Laser (Litron, Nano T 135) bei einer Wellenlänge von 532 nm und einer Ausgangsenergie von 120 mJ verwendet. Ein an den Nd:YAG-Laser montierter Laserführungsarm (LaVision) lenkte von dort aus den Strahl in Richtung des Umlenkspiegels unterhalb des Kolbens. Eine direkt hinter den Führungsarm montierte Teleskopoptik mit gekoppelter negativer zylindrischer Linse (LaVision) faltete den Laserstrahl zu einem etwa 1 mm dicken Lichtschnitt. Die Dicke des Lichtschnitts konnte über den Abstand der beiden sphärischen Linsen im Teleskop verändert werden. Der Brennpunkt ließ sich damit in einem Bereich zwischen 300–2000 mm hinter der Optik variieren. Der Öffnungswinkel des Lichtschnitts wurde dabei durch die Brennweite der nachfolgenden negativen zylindrischen Linse bestimmt [195]. Abbildung 5.2 zeigt die verwendete Lichtschnittoptik.

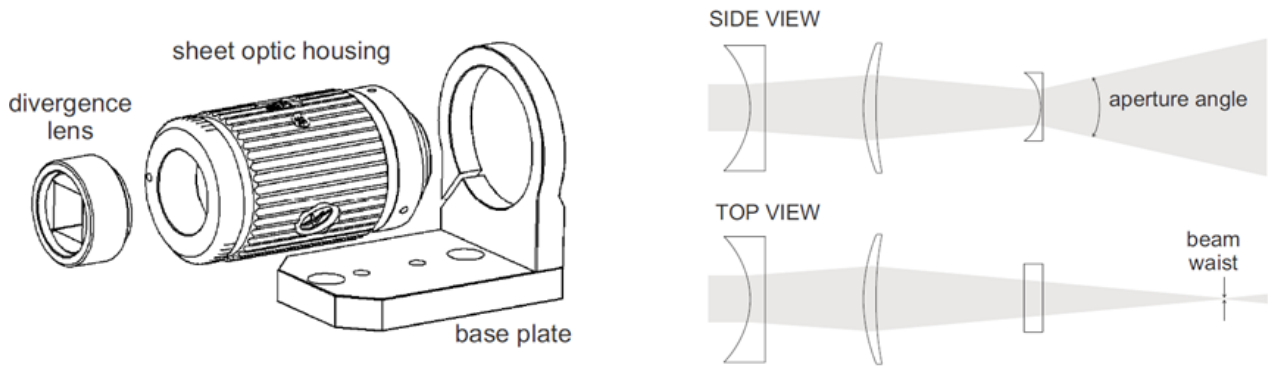


Abbildung 5.2: Laserlichtschnittoptik. a) Teleskopoptik und negative zylindrische Linse. b) Anordnung der Linsen und resultierender divergenter Strahlengang [195].

Die Detektion des Streulichts erfolgte durch den Quarzglaszylinder des Forschungseinzyklinders. Zur phasengekoppelten Aufnahme der Strömungsfelder bei 10 Hz wurde ein CCD Kamerasystem (LaVision, Imager Intense, 1376×1040 Pixel) mit einem kommerziellen Kameraobjektiv (Nikon, $f = 50$ mm, $f_{\#} = 1,8$) kombiniert. Zudem wurde vor das Objektiv ein dielektrischer Bandpassfilter gesetzt (Semrock Brightline BP532). Messungenauigkeiten durch Peak-Locking-Effekte wurden durch leichte Defokussierung der Messebene umgangen. In den Messungen wurde die Blendenöffnung dann auf $f_{\#} = 5,6$ gesetzt.

Als Aufnahme- und Bildverarbeitungssoftware wurde DaVis 7.2 der Firma LaVision eingesetzt. Um Störsignale durch Reflexion von Laserlicht an den Brennraumboberflächen zu reduzieren wurde an den Rohbildern eine Hintergrundkorrektur durchgeführt. In diesem ersten Datenaufbereitungsschritt wurde das durch Laserstreuung erzeugte Hintergrundsignal (ohne Partikelseeding) vom eigentlichen Messsignal subtrahiert. Nachfolgend wurde der relevante Bildbereich ausmaskiert und das verbleibende Partikelsignal mithilfe eines Min/Max-Filters auf ein homogenes Ausleuchtungsniveau normalisiert. Im Anschluss wurden die Doppelbelichtungen über den im Programm implementierten Kreuzkorrelationsalgorithmus (basierend auf einer FFT-Analyse) bearbeitet. Die Interrogationsfenster betrugen in den durchgeführten Auswertungen 64×64 Pixel mit einer Überlappung von 50%, dann 32×32 Pixel bei einem Überlapp von 75%. Zwischen den Durchläufen wurde ein regionaler Medianfilter zur Glättung eingesetzt. Zudem flossen Kleinfelder mit weniger als zehn Vektoren nicht mit in die Bildung des Ensemblemittelwertes über die Messreihe ein. Die Skalierung des Bildausschnitts sowie die durch den Quarzglasring erzeugten Bildverzerrungen wurden ebenfalls mithilfe eines in der Software hinterlegten Algorithmus korrigiert. Zwischen den Experimenten wurde der Quarzglaszylinder gereinigt, um Verzerrungseffekte durch Tropfenbildung an der Oberfläche zu vermindern und so die Bildqualität auf konstantem Niveau zu halten.

5.1.1 Einlass- und Verdichtungsphase

Das Strömungsfeld im Einlass- und Verdichtungsstakt wurde über einen Kurbelwinkelbereich von -300 bis -60° KW phasengekoppelt bestimmt. Pro Kurbelwellenwinkel wurden dabei in jeweils 70 Einzelzyklen in einem Abstand von 5° KW gemessen und zu einem Ensemble zusammengefasst. Der bereits in Kapitel 5.1 beschriebene optische Aufbau, bestehend aus einem CCD-Kamera und einem Objektiv, führte hier zu einer projizierten Pixelgröße von $47 \mu\text{m}^2/\text{Pixel}^2$. Mit einem resultierenden Abbildungsverhältnis von 0,14 konnte somit ein Bereich von $65,1 \times 48,3 \text{ mm}^2$, bei einer räumlichen Auflösung von 1,5 mm bildgebend erfasst werden. Tabelle 5.3 zeigt die Betriebsbedingungen und Steuerzeiten der Messung sowie weitere relevante Betriebsparameter. Die Temperatur der Betriebsflüssigkeiten (Öl und Kühlwasser) wurde auf konstante 333 K geregelt.

Tabelle 5.3: Betriebsbedingungen und Steuerzeiten.

Drehzahl	2000 min ⁻¹
Ansaugtemperatur	298 K
Ansaugdruck	1050 mbar
Einlasshub	1,9 mm
Einlass öffnet / schließt	−360°KW / −160°KW
Auslasshub	3,5 mm
Auslass öffnet / schließt	180°KW / −340°KW

Aufgrund der im Vorfeld grob definierten Teillastvorgabe [146] und dem darauf abgestimmten Berechnungsgitter wurde hier ein Einlassventilhub von 1,9 mm gewählt. Der durch die Nockenkontur der Auslasswelle definierte Auslasshub von 3,5 mm sowie die Ventilerhebungskurven und Steuerzeiten sind Abbildung 5.3 zu entnehmen. Die indizierten Druckverläufe (Ein-, Auslass- und Zylinderinnendruck) sind dort ebenfalls aufgeführt.

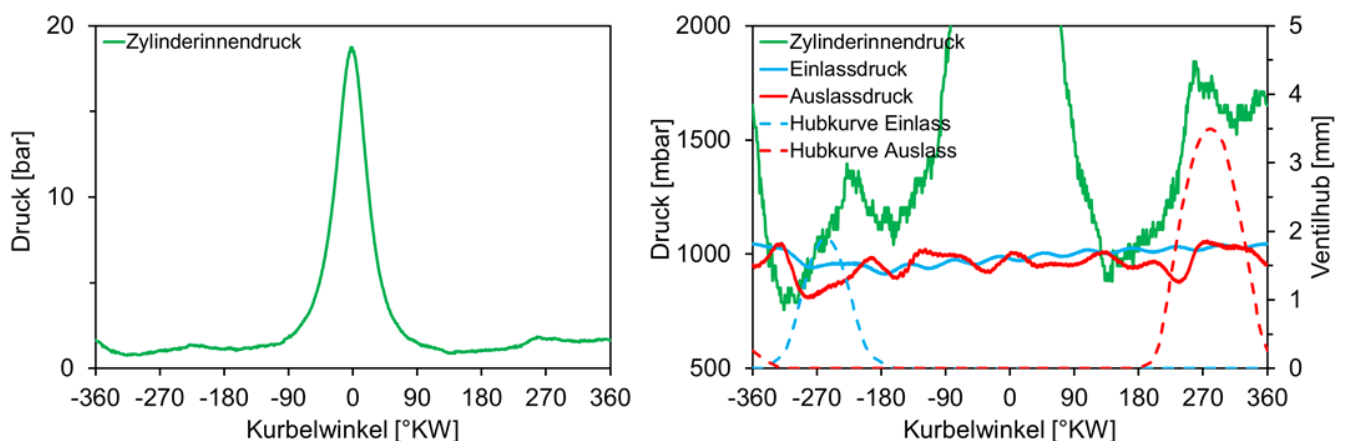


Abbildung 5.3: Kurbelwellenwinkelaufgelöste Druckverläufe. Zylinderinnendruck (links), Ein- und Auslassdruckverlauf sowie Ventilhubkurven (rechts).

Die gemittelten Druckverläufe zeigen die zu erwartenden Korrelation mit den Steuerzeiten. Ein-, Auslass- sowie Brennraumdruck steigen bzw. fallen hier abhängig von den Ventilerhebungskurven. Im geschleppten Betrieb erreicht der Zylinderinnendruck einen Maximalwert von 18,7 bar. Die Schwankungen im Ein- und Auslasskanal lassen sich auf Akustik im jeweiligen Plenum zurückführen. Abbildung 5.4 illustriert die Geometrie des Brennraums sowie markante Orientierungspunkte im Zylinder. Die Beleuchtungsebene wird durch das Quarzglasfenster im Kolbenboden begrenzt und reicht daher nicht bis an die Brennraumwand (blaue Umrandung).

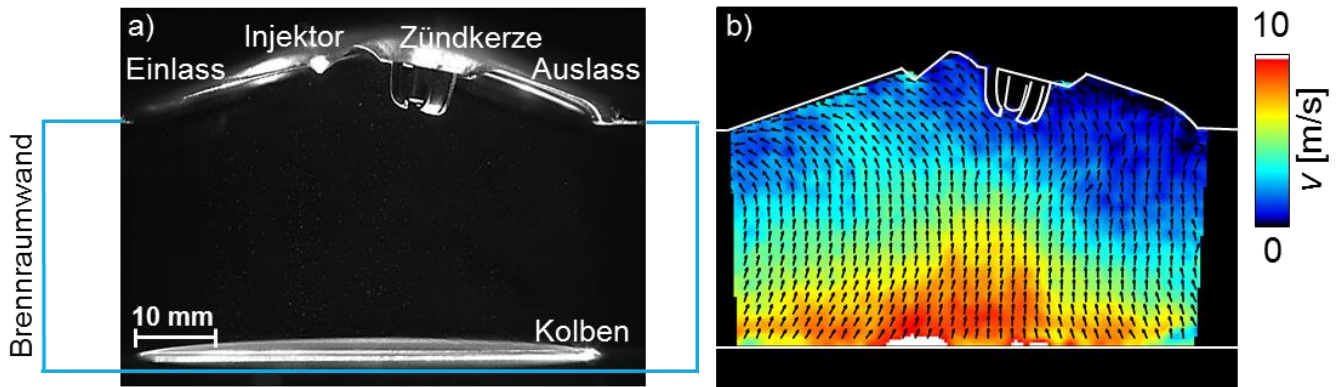


Abbildung 5.4: Bildbereich der Strömungsmessung. a) Rohbild zur Brennraumgeometrie mit Zündkerze und Einspritzdüse bei -60°KW . Blaue Linie entspricht der Innenkontur des Quarzglasrings. b) Korrespondierendes mittleres Geschwindigkeitsfeld in der zentralen Zylinderschnittebene.

Aufgrund der hohen Geschwindigkeitsvariationen in der Einlauf- und Kompressionsphase und des begrenzten dynamischen Bereiches der PIV [196] wurde der zeitliche Abstand zwischen den Laserpulsen über den Kurbelwinkelbereich angepasst. In Tabelle 5.4 sind diese zeitlichen Abstände aufgeführt.

Tabelle 5.4: Messbereiche mit Belichtungsabständen.

Kurbelwellenwinkelbereich	Zeitlicher Abstand Δt
-300 – -195°KW	$1\ \mu\text{s}$
-190 – -175°KW	$5\ \mu\text{s}$
-170 – -120°KW	$10\ \mu\text{s}$
-115 – -60°KW	$15\ \mu\text{s}$

Die zeitliche Variation überschreitet innerhalb des Kurbelwinkelfensters eine Größenordnung und spiegelt bereits grob die zu erwartenden Geschwindigkeitsänderungen in der Messung wider (s. Formel 5.3).

Abbildung 5.5 zeigt drei aufeinanderfolgende Strömungsfelder (horizontal) für verschiedene Kurbelwellenwinkel (-260 , -200 , -140 und -80°) in der Einlass- und Kompressionsphase. Die gewählte Geschwindigkeitsskalierung orientiert sich an den in Abbildung 5.6 dargestellten Ensemblemittelwerten.

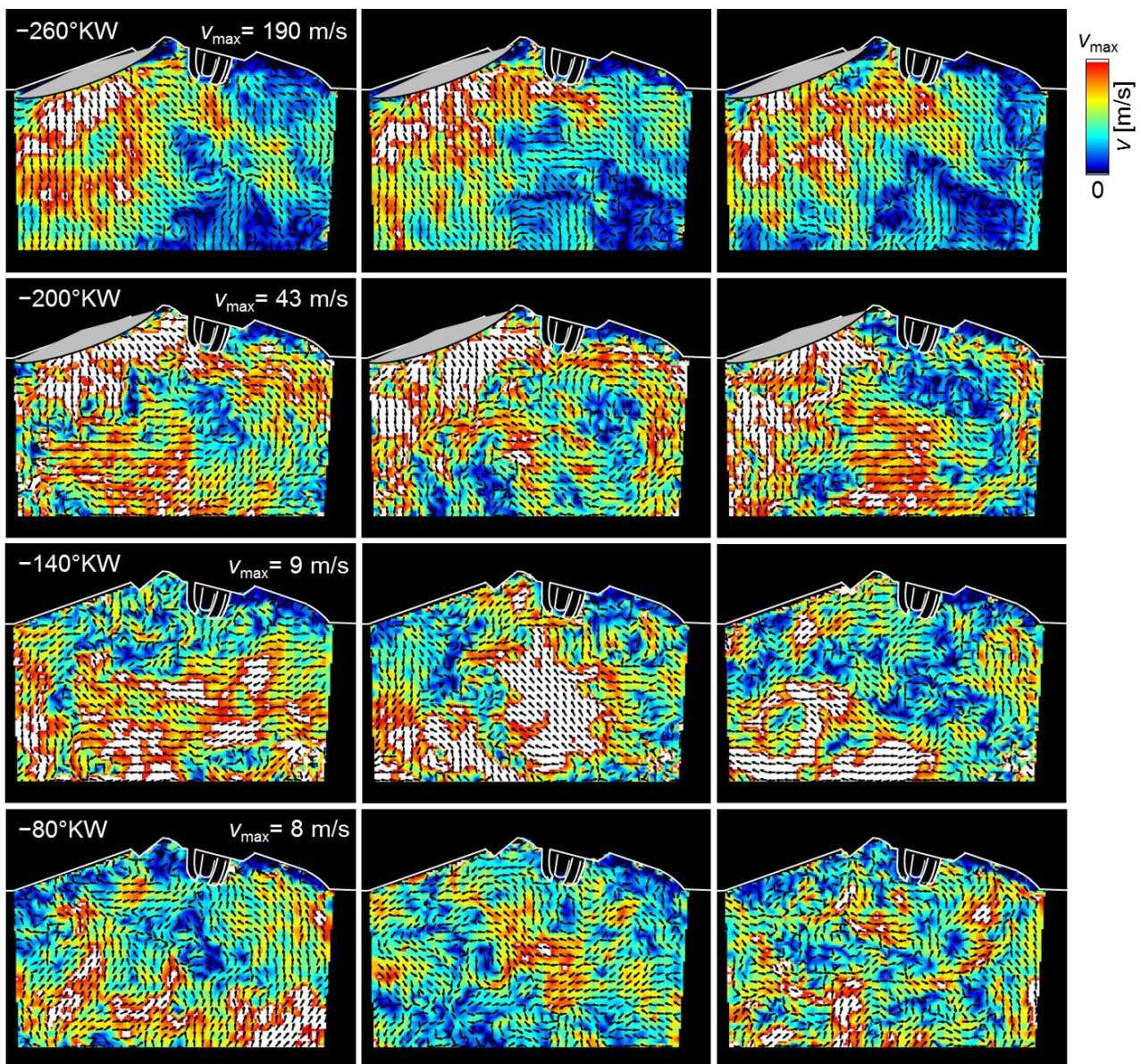


Abbildung 5.5: Zylinderströmung aus drei aufeinanderfolgenden Doppelbelichtungen für ausgewählte Kurbelwellenwinkel bei einem Ventilhub von 1,9 mm (dargestellt ist hier nur jeder vierte Vektor).

Es liegt dabei in der Natur des arithmetischen Mittels, dass hier lokal höhere Geschwindigkeiten als im Ensemblemittel erreicht werden. Der abgebildete Dynamikbereich der beträgt in den Strömungsfelder etwa zwei Größenordnungen und deckt sich damit mit Werten aus [196].

Abbildung 5.6 zeigt eine pseudo-Zeitserie der resultierenden Ensemblemittelwerte entlang der Einlass- und Kompressionsphase. Aufgrund des großen Messumfangs wird hier auf die Darstellung aller Ensemblemittelwerte über den Kurbelwellenwinkelbereich verzichtet.

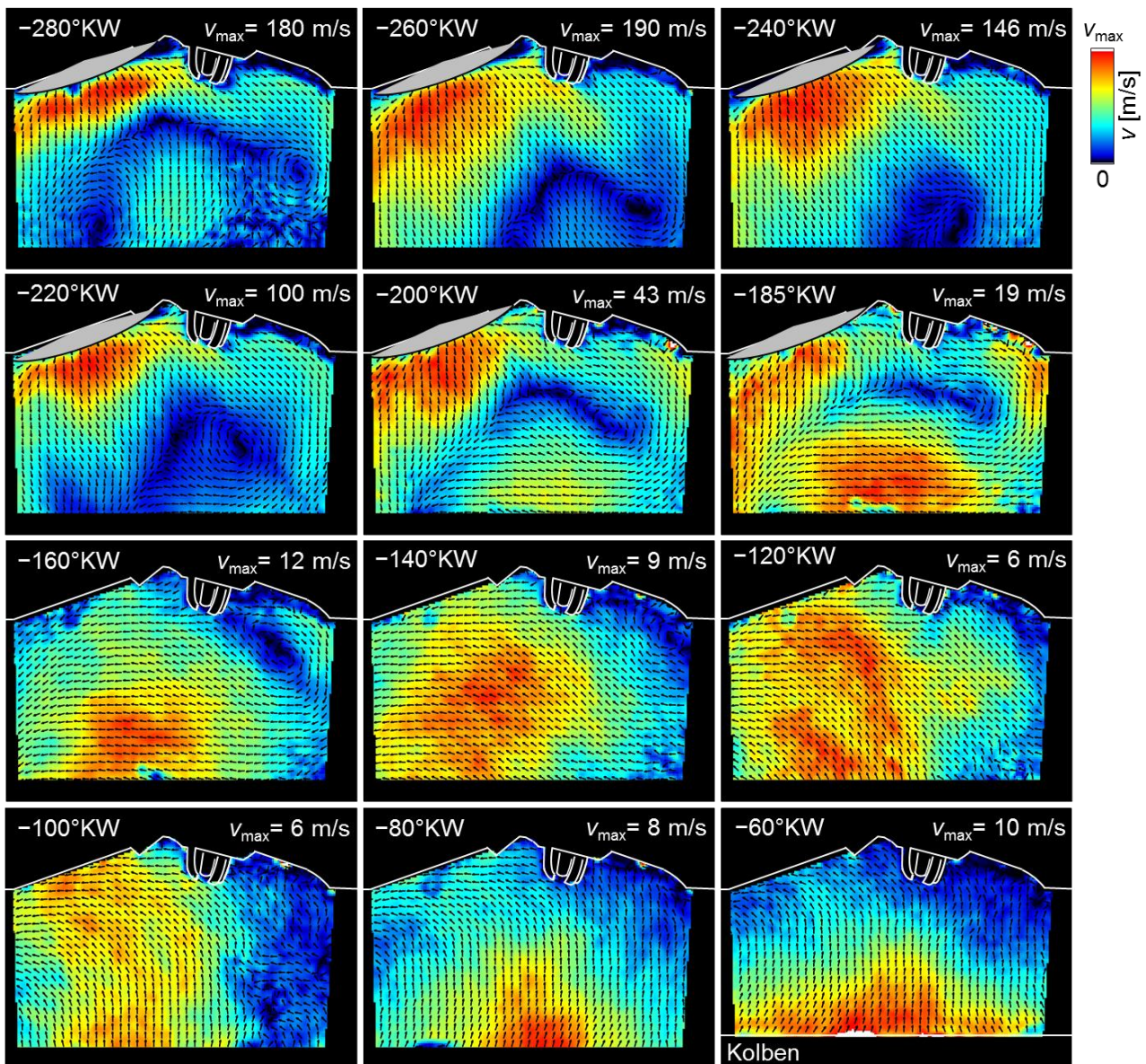


Abbildung 5.6: Phasengekoppelte, mittlere Geschwindigkeitsfelder über den Einlass- und Kompressionstakt (dargestellt ist jeder vierte Vektor).

Die Interaktion beider Einlassjets in der zentralen Zylinderschnittebene dominiert das ventilt nahe Strömungsfeld bei -280°KW . Während sich das Einlassventil weiter öffnet, bilden sich unterhalb, parallel zum Ventilteller, die für die Einlaufströmung typischen Ringwirbel aus [1]. Bei maximalem Ventilhub (-260°KW) werden im direkten Einflussgebiet der Einlaufströmungen Geschwindigkeiten von bis zu 190 m/s erreicht. Entgegen der Literatur [1] sind die erzielten Einstömgeschwindigkeiten somit nicht um einen Faktor zehn größer als die mittlere Kolbengeschwindigkeit von 6 m/s (s. Kap. 2.1), sondern liegen hier etwa 30 Mal oberhalb dieser. Diese hohe Geschwindigkeitsdifferenz lässt sich auf Abweichungen in der Einlass- und Brennraumgeometrien sowie auf den kleinen Einlassventilhub und die variierenden Ventilsteuerzeiten zurückführen. Im weiteren Kurbelwinkelverlauf (nach dem Schließen der Einlassventile) nehmen die Geschwindigkeiten aufgrund von Reibung ab.

Im Ensemblemittel fallen die Geschwindigkeiten von 75 m/s bei -260°KW auf 10 m/s bei -185°KW kurz vor dem Schließen des Einlassventils ab. Die einlassinduzierten Ringstrukturen wandern diagonal in Richtung des Auslassventils und laufen bei -240 bzw. -220°KW zusehends zusammen. Bei -200°KW werden die Wirbel

dann zum Brennraumdach gedrückt und vereinen sich unterhalb der Zündkerze zu einem länglichen Wirbelzentrum. Zudem interagiert die im Uhrzeigersinn um das Wirbelzentrum drehende Hauptströmung einlassseitig mit der noch immer stark ausgeprägten Einlassströmung zu einem Schergebiet. Dieses erstreckt sich in einem Abstand von etwa 20 mm vom Brennraumdach entfernt diagonal zum linken unteren Bildrand. Durch die Kolbenbewegung wird das Zentrum im weiteren Verlauf in Richtung Auslass gedrückt, von wo es sichtbar das Strömungsfeld bis zu einem Kurbelwinkel von -100°KW beeinflusst.

Ab einem Kurbelwellenwinkel von -160°KW schlägt die globale Drehrichtung des Strömungsfeldes um. Das Strömungsfeld reorganisiert sich nachfolgend durch die kolbeninduzierte Kompressionsströmung (-80°KW) und richtet sich zusehends gegen das Brennraumdach. Bei -80°KW entspricht die lokale Strömungsgeschwindigkeit nahe der Kolbenoberfläche dabei der über die Hubfunktion berechneten Kolbengeschwindigkeit von 10,2 m/s (s. Abbildung 5.16).

Die kompressionsbedingte Temperaturerhöhung führt in der weiteren Verdichtung zur Verdampfung der Seedingsubstanz. Aufgrund der sinkenden Partikeldichte steigt die Anzahl der Fehlstellen im gemessenen Vektorfeldrapide an, so dass die Belastbarkeit des Ensemblemittels hier nur bis zu einem Kurbelwellenwinkel von -60°KW sichergestellt werden kann.

Abbildung 5.7 zeigt exemplarisch die Standardabweichungen zu einigen Kurbelwellenwinkeln innerhalb der Einlassphase. Neben einer Quantifizierung der realen Schwankungen, kann die Standardabweichung ebenfalls als Indikator für die Güte der Strömungsmessungen eingesetzt werden. Eine hohe lokale Standardabweichung resultiert nicht immer aus einer hohen realen Schwankungsamplitude, sondern kann auch Zeichen von unzureichendem Partikelseeding oder örtlich begrenzter Verschmutzungen an der Oberfläche des Glasringes sein. Die hohe Standardabweichung im rechten unteren Bildbereich bei einem Kurbelwinkel von -280°KW offenbart eine solche Problemstelle. Nach Durchsicht der entsprechenden Rohbilder konnte eine zu geringe Partikeldichte bzw. fehlende Partikel als Ursache für das lokal begrenzte Maximum ausgemacht werden. Die Partikeldichte sowie der Homogenisierungsgrad erhöhen sich aber im Zyklus mit zunehmendem Ventilhub.

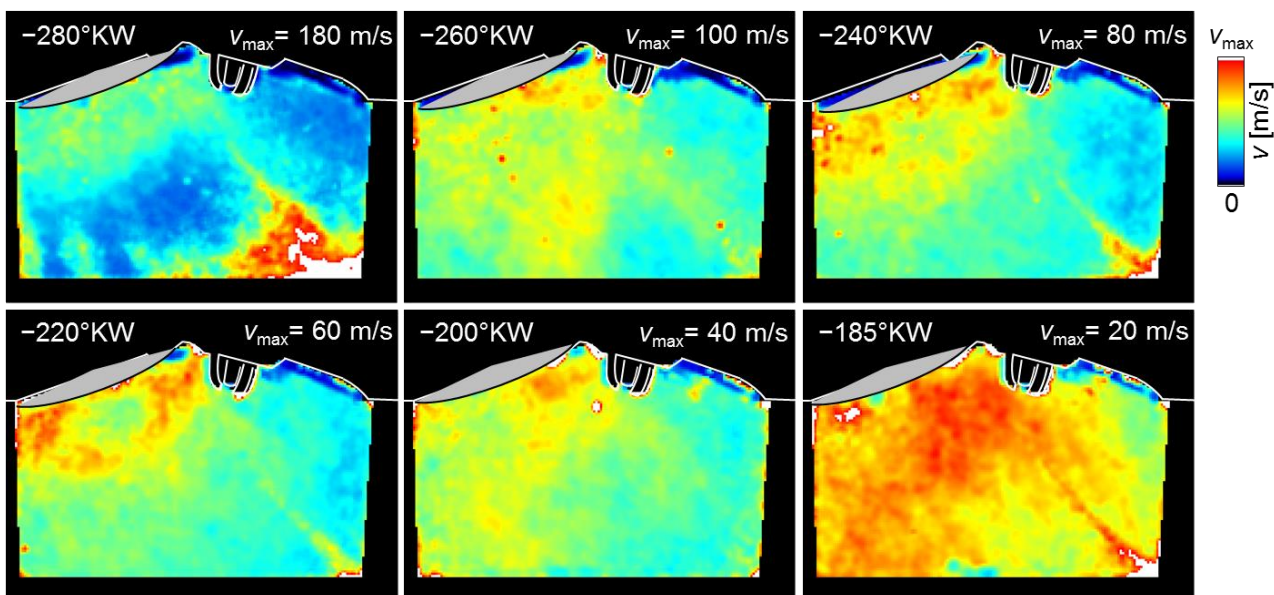


Abbildung 5.7: Standardabweichung des Ensembles zur Quantifizierung des lokalen Schwankungsniveaus und als Indikator für Problemstellen innerhalb der Vektorfelder.

Die aufgezeigte Problematik wird zudem durch Schlierenbildung entlang des Glasliners überlagert. Da die Aerosoltropfen mit hoher Geschwindigkeit durch den Ringspalt am Einlassventil in den Brennraum strömen, kommt es zu einer Anreicherung von Tropfen an der Quarzglasoberfläche, die dann zu einer Filmbildung über die Diagonale des Sichtfensters führt. Der Aerosolfilm wird dabei (der Strömung folgend) in Richtung des

rechten unteren Bildrands gedrückt und verdampft erst in der nachfolgenden Kompressionsphase. Die aufgeführten Standardabweichungen zeigen den Effekt der Schlierenbildung. Dieser nimmt jedoch innerhalb des Verdichtungsakts ab, sodass sich der Messwert auch hier der tatsächlichen physikalischen Messgröße angleicht (s. -185°KW). Allgemein kann festgehalten werden, dass die Standardabweichung dem bereits aufgezeigten Verlauf des Ensembles qualitativ folgt und auch in der lokalen Magnitude die gleiche Größenordnung wie das mittlere Strömungsfeld erreicht. Geprägt durch die Kolbenbewegung wird die Standardabweichung dabei auch in der Kompressionsphase zunehmend räumlich homogener.

Abbildung 5.8 zeigt den räumlich gemittelten Geschwindigkeitsverlauf des Ensembles über die Einlass- und Kompressionsphase. Die Standardabweichungen der Ensemblemittelwerte finden sich als Balken an den Messpunkten wieder. Zur besseren Orientierung im Zyklus ist die Ventilerhebungskurve des Einlassventils hier ebenfalls abgebildet.

Der Verlauf der mittleren Geschwindigkeit folgt in guter Übereinstimmung der Ventilerhebungskurve. Das räumliche und zeitliche Geschwindigkeitsmittel erreicht bei Maximalhub circa 75 m/s und fällt im weiteren Verlauf um den UT auf Werte von etwa 10 m/s ab. In Richtung OT bleibt die Geschwindigkeit dann nahezu konstant und erhöht sich leicht ab -80°KW infolge der unmittelbaren Beeinflussung des Strömungsfeldes im Sichtbereich durch den Kolben.

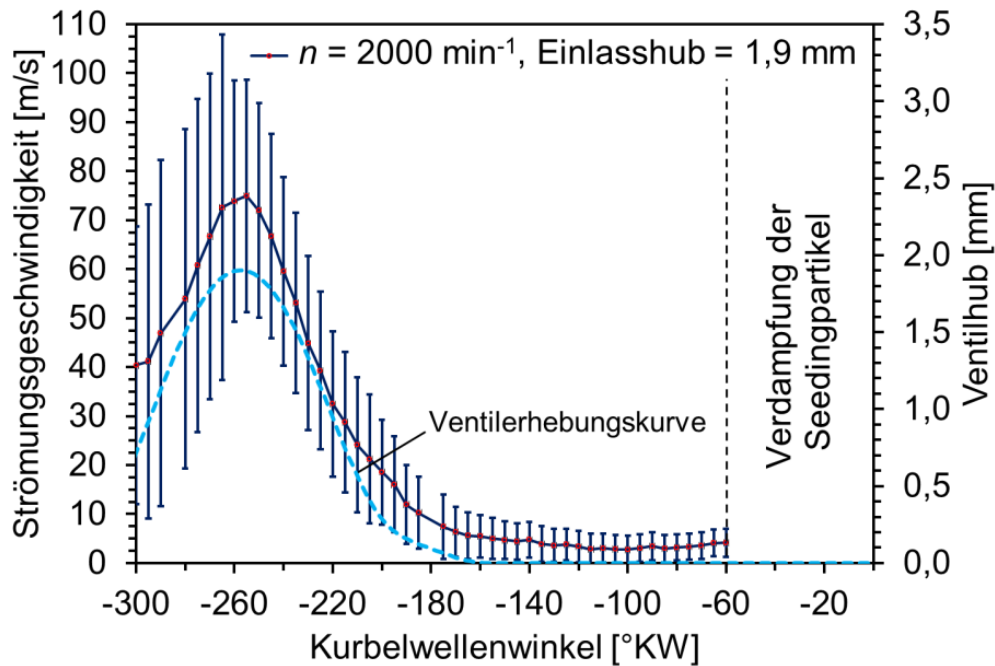


Abbildung 5.8: Räumliches Ensemblemittel der Strömungs- sowie Schwankungsgeschwindigkeit innerhalb der Messebene aufgetragen über den Kurbelwellenwinkelverlauf. Ventilerhebungskurve des Einlassventils als gestrichelte Linie hinterlegt.

Die Standardabweichung folgt in der Amplitude den Werten der mittleren Strömungsgeschwindigkeit. Während der Einlaufphase werden hohe Schwankungen ventilmah durch Strömungsablösung an der Ventilkante sowie durch Interaktionen zwischen der Einlaufströmung und der rezirkulierenden Hauptströmung erzeugt. Die dort entstehenden Schergebiete besitzen hohe Geschwindigkeitsgradienten in denen Turbulenz generiert wird (s. Kap. 2.1). In der weiteren Abfolge sinkt die Schwankungsgeschwindigkeit auf Werte um 10 m/s.

Abbildung 5.9 stellt LDA-Messungen von Rask [197] den hier durchgeführten Strömungsmessungen gegenüber. Dargestellt sind dabei die auf die mittlere Kolbengeschwindigkeit normierten Ensemblemittel sowie deren Schwankungen.

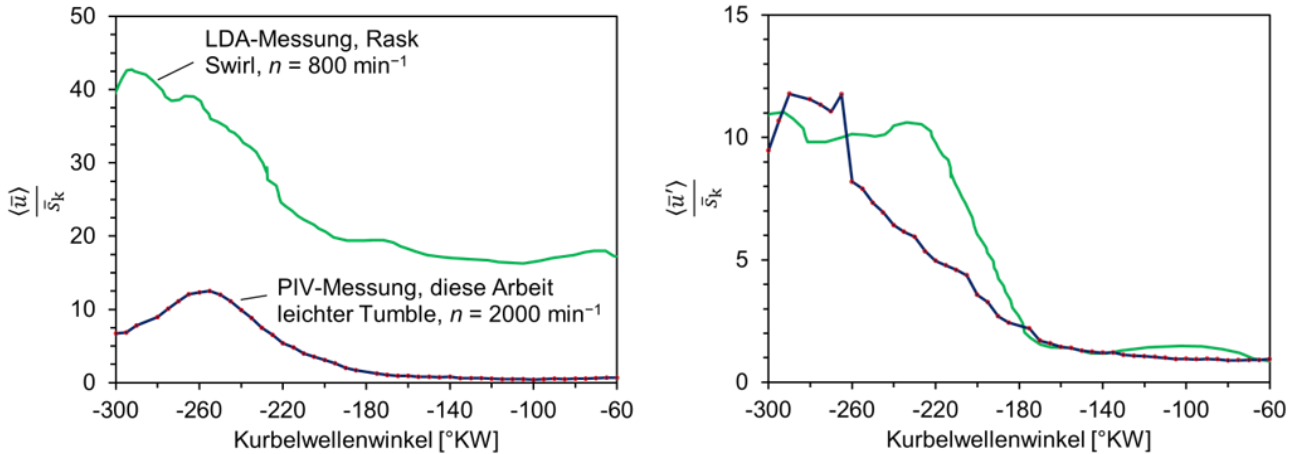


Abbildung 5.9: Ensemblemittelwert (links) und Schwankungen der Geschwindigkeiten (rechts) über den Kurbelwellenwinkelverlauf normiert auf die mittlere Kolbengeschwindigkeit. Vergleich zwischen PIV-Messungen und Literaturwerten [197] bei verschiedenen Betriebszuständen und in unterschiedlichen Brennraumgeometrien.

Die Normierung der Ensemblemittelwerte und Schwankungsgeschwindigkeiten auf die mittlere Kolbengeschwindigkeit zeigt im direkten Vergleich eine gute Übereinstimmung, trotz großer Unterschiede zwischen den verwendeten Motoren und Betriebsbedingungen. Während die Strömungsgeschwindigkeiten bei [197] mittels LDA ventilnah an einem Aggregat mit ausgeprägter Drallströmung bestimmt wurden, sind die Geschwindigkeiten in dieser Arbeit in einer typischen Ottogeometrie (Walzenströmung) über die gesamte Messebene mit PIV quantifiziert worden. Weitere grundlegende Unterschiede liegen in den abweichenden Steuerzeiten, Ventilhüben sowie der Ansaugluftversorgung. Obwohl der Einlassvorgang bei sehr kleinen Ventilhüben stattfindet, decken sich hier qualitativ die Geschwindigkeitsverläufe der Ensemblemittel (links) und sogar quantitativ für die der normierten Schwankungsgeschwindigkeiten.

Aufgrund der verwendeten Einlass- und Brennraumgeometrie ist das Verhältnis des Ensemblemittels zur mittleren Kolbengeschwindigkeit bei Rask [197] höher als das herkömmlicher Verbrennungsmotoren [1]. Motoren mit einer ungerichteten Hauptströmung bzw. einer schwächeren Prägung der Hauptströmung (wie hier in der Messung) besitzen im Kompressionstakt aufgrund des geringeren Impulseintrags geringere Strömungsgeschwindigkeiten [198]. Die Differenz zwischen beiden Kurvenverläufen (nahezu kontinuierlicher Offset von circa 20) lässt sich somit durch die ausgeprägte Drallströmung und den Ort der Geschwindigkeitsmessung bei [197] begründen.

Mithilfe einer räumlichen Modenanalyse wird im nächsten Schritt die räumliche Ausbildung kohärenter sowie turbulenter Strukturen innerhalb der gemessenen Ensembles entlang der Einlass- und Kompressionsphase mittels POD quantitativ bewertet. Die hier verwendete Auswerterroutine der Firma LaVision zieht dabei das Ensemblemittel vor der POD-Analyse ab. Die Modenzerlegung gibt somit Aufschluss über den kinetischen Energieanteil einzelner, sich wiederholender Wirbelstrukturen an der kinetischen Gesamtenergie des Schwankungsanteils. Zudem wird über die vektorielle Darstellung die räumliche Ausbildung kohärenter Strömungsstrukturen direkt aufgezeigt. Abbildung 5.10 führt die ersten vier dominierenden Strömungsmoden im Schwankungsanteil der hier aufgelisteten Kurbelwellenwinkel auf.

Der allgemeine Trend zeigt eine Verringerung der Geschwindigkeitsmagnitude in Richtung höherer Zylinderinnendrucke. Während der Kompression verschiebt sich zudem die Gewichtung der Moden. Die dargestellten Moden gleichen sich jeweils in der Magnitude und der räumlichen Ausbildung einander an. Die kohärenten Wirbelstrukturen fächern sich in Richtung des ZOTs zunehmend auf und scheinen chaotischer verteilt als während des Einlasstaktes. Als mögliche Ursache ist hier das Schließen der Einlassventile zu nennen (s. Kap 2.1.2). Aufgrund der ausbleibenden Turbulenzproduktion durch die gerichtete Einlaufströmung kommt

es innerhalb der Kompression zur verstärkten Wirbeldehnung (bzw. Wirbelstauchung) und letztlich zum Wirbelzerfall. Die Kolbenbewegung restrukturiert das Strömungsfeld in der Kompressionsphase und sorgt bei -140 und -80°KW für eine homogenere Energieverteilung über die räumlichen Moden.

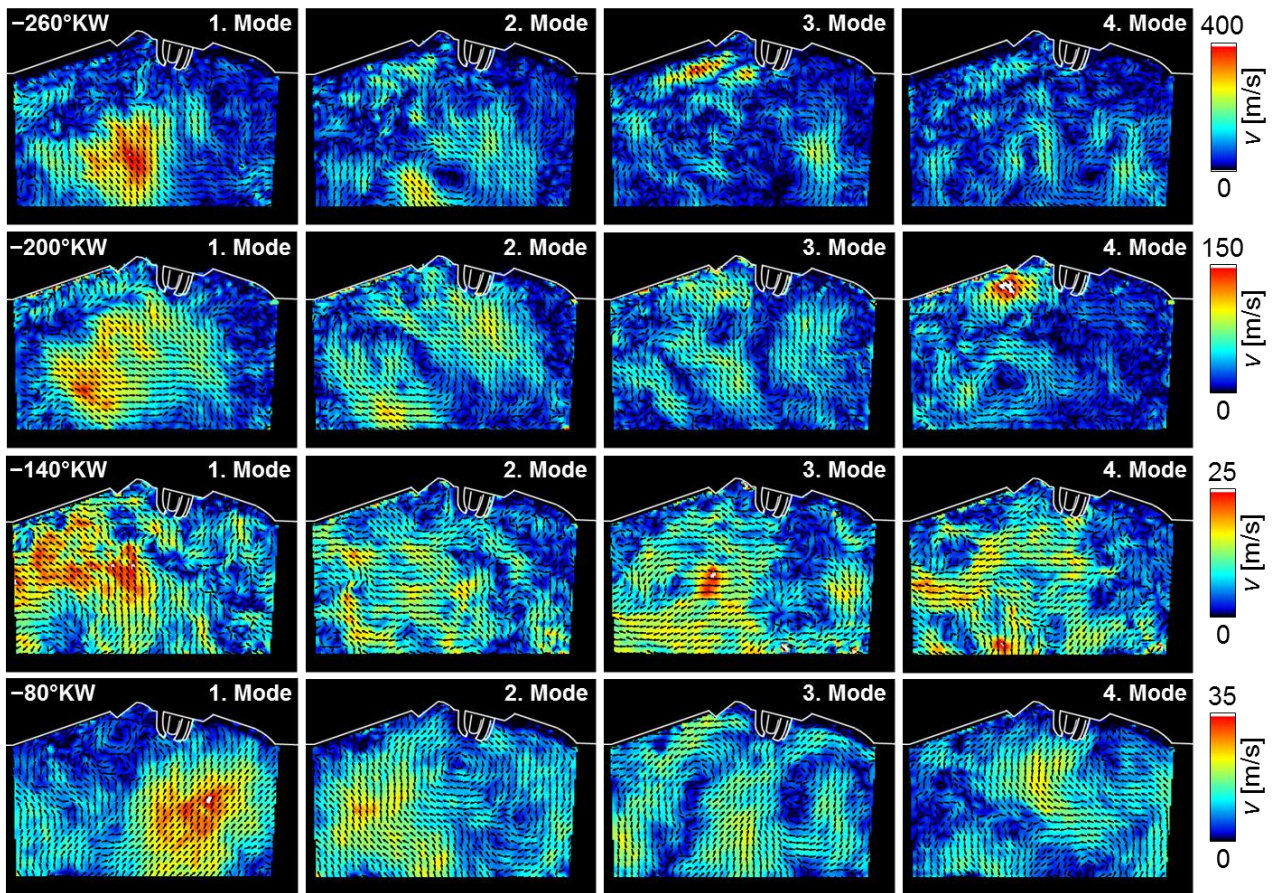


Abbildung 5.10: Räumlich aufgelöste Eigenmoden für vier verschiedene Kurbelwellenwinkel.

Den Energieanteil der ersten Mode an der Gesamtenergie des Schwankungsanteils gibt Abbildung 5.11 über die Kurbelwellenwinkelvariation wieder. Aufgrund der begrenzten Anzahl an Einzelzyklen pro Kurbelwellenwinkel stützt sich die durchgeführte Analyse allerdings nur auf eine beschränkte Statistik.

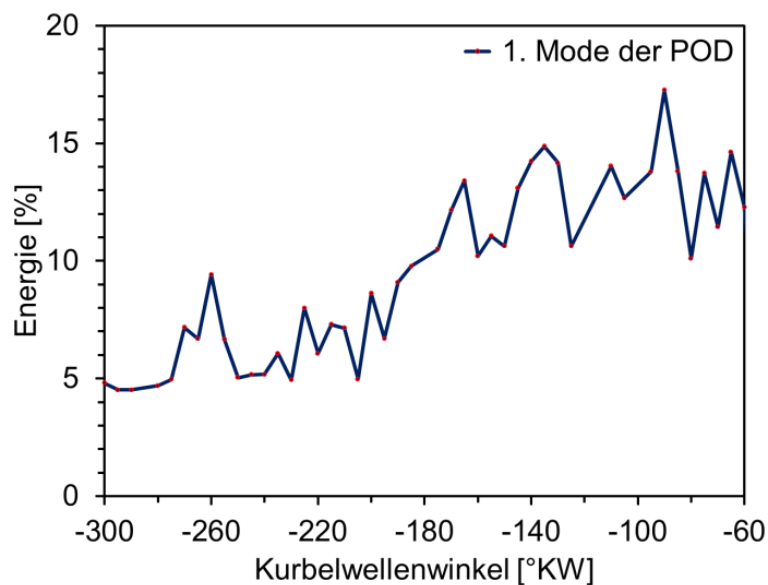


Abbildung 5.11: Prozentualer kinetischer Energieanteil der ersten Mode über den Kurbelwellenwinkelverlauf.

Der Verlauf zeigt einen stetigen Anstieg der prozentualen Energie über den Kurbelwinkelverlauf. Die Anteile der ersten Mode an der kinetischen Gesamtenergie liegen hier zwischen 5–18%. Dass während der Einströmphase durchlaufene lokale Maximum korrespondiert mit dem maximalen Ventilhub bei -260°KW und unterstreicht in diesem Zusammenhang den hohen Eintrag an kinetischer Energie (bzw. Turbulenz) durch die Einlassströmung in den Brennraum. Aufgrund der eingeschränkten Betrachtungsweise (untersucht wird nur der Verlauf der ersten Moden) sowie der hohen Schwankungsgeschwindigkeit, gerade in der Einströmphase (s. Abbildung 5.8), sind die ausgeführten Vermutungen allerdings kritisch zu hinterfragen, da sie statistisch nicht signifikant sind.

Der im Vergleich zur Kompressionsphase im Mittel um 5% geringere Energieanteil der ersten Moden ist zudem ein Indikator für die in der Einströmphase vorzufindenden gerichteten Strömungsstrukturen (s. Abbildung 5.11). Aufgrund des nahezu konstanten prozentualen Energieanteils der ersten Moden im Kurbelwellenwinkelbereich von -300 bis -185°KW ist davon auszugehen, dass der in Kapitel 2.1.2 diskutierte Kaskadenprozess in diesem Zeitraum über das gesamte Energiespektrum, also über alle Wellenzahlen stattfindet. Das Energiespektrum beinhaltet in diesem Kurbelwellenwinkelbereich somit sowohl den Injektions-, den Inertial- als auch den Dissipationsbereich. Durch das Schließen der Einlassventile im UT wird der Kaskadenprozess dann jedoch nicht weiter mit kinetischer Strömungsenergie gespeist. Jeder weitere Energieübertrag auf das Strömungsfeld wird nachfolgend durch die Kolbenbewegung induziert. Die Produktion „neuer Turbulenz“ im Zylinder versiegt (s. Abbildung 2.3). Mit zunehmender Aufenthaltsdauer des Gases im Brennraum verschiebt sich das Wirbelspektrum aufgrund von Reibung dann zu höheren Wellenzahlen. Der Kolben beschleunigt dabei den Zerfall makroskopische Wirbelstrukturen (s. Strömungsfeld bei -140°KW) und reorganisiert das Strömungsfeld innerhalb der Kompressionsphase (s. Strömungsfeld bei -100°KW). Der Anstieg des prozentualen Energieanteils der ersten Mode zeigt, dass sich die dominierende Strömungsstruktur der RANS-Turbulenz verstärkt. Die geringeren prozentualen Energien während der Einlassphase sind damit lediglich ein Indiz für den stark gerichteten Charakter der Einlassströmung. Der Anstieg der prozentualen Energie in der Verdichtung ein Indikator für ein labileres Ensemblemittel mit erhöhter Schwankungsamplitude.

5.1.1.1 Grobstruktursimulation zur Einlass- und Verdichtungsphase

Der ermittelte Messdatensatz wurde auch zur Validierung parallel durchgeführter Grobstruktursimulationen eingesetzt [199-201]. Abbildung 5.12 zeigt eine im Rahmen des Verbundprojektes vom Fachgebiet für Energie- und Kraftwerkstechnik der Technischen Universität Darmstadt durchgeführte LES. Illustriert sind hier verschiedene horizontale und vertikale Schnittebenen im hinterlegten Berechnungsgitter des optischen Einzylinders (a) und die phasengemittelten Geschwindigkeiten entlang der Vertikalschnitte in z-Richtung (b) für einen Kurbelwellenwinkel von -300°KW [201].

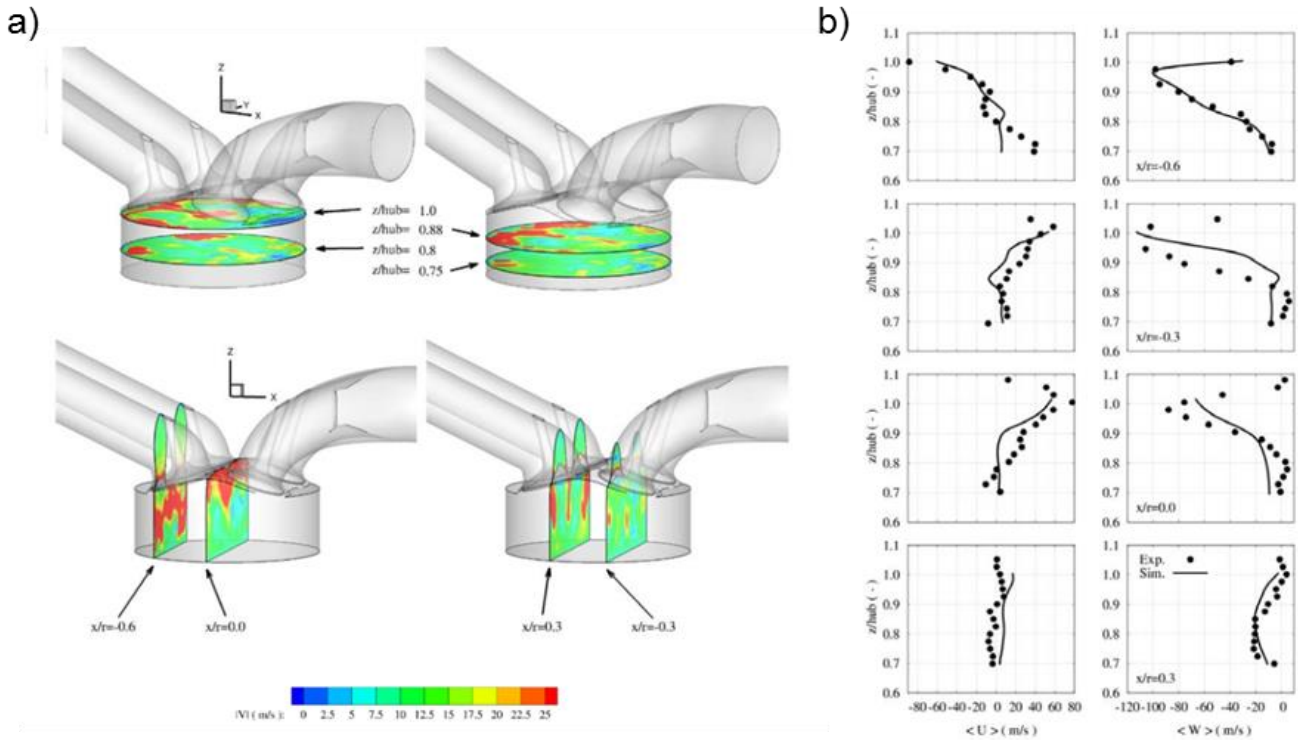


Abbildung 5.12: a) Horizontale und vertikale Schnittebenen innerhalb einer durchgeführten LES für den quantitativen Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Strömungsfeldern. Farblich dargestellt ist die instantane Geschwindigkeitsmagnitude [201]. b) Phasengemittelte Geschwindigkeit der vertikalen Schnittebenen aus Simulation und PIV-Messung [201].

Die Farbpalette der Grobstruktursimulation gibt hier die instantane Geschwindigkeitsmagnitude eines individuellen Zyklus wieder. Eine Gegenüberstellung phasengemittelten Geschwindigkeiten (b) zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen simulierten (Linien) und gemessenen Ergebnissen (Punkte). Die Geschwindigkeiten sind aufgrund der stark gerichteten Einlassströmung für große z -Werte hoch und nehmen in Richtung der Kolbenoberfläche durch Stauchung und Umlenkung der Strömung ab [201]. Abbildung 5.13 zeigt neben der phasengemittelten Geschwindigkeit ebenfalls deren Schwankungsanteile in x - und z -Richtung.

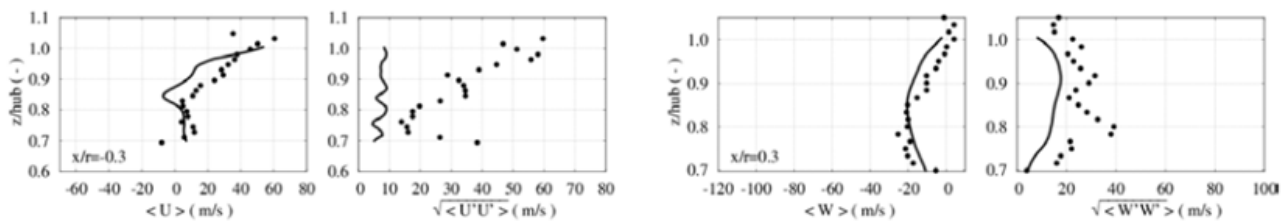


Abbildung 5.13: Phasengemittelte Geschwindigkeit und Standardabweichung in x - (links) und z -Richtung (rechts) [201].

Während die phasengekoppelten Geschwindigkeiten in x - und z -Richtung gut übereinstimmen, weichen die Standardabweichungen gerade in x -Richtung deutlich voneinander ab. Mögliche Ursachen dieser Abweichung werden durch Breitenberger [201] jedoch nicht erörtert.

Allgemein weisen die Strömungsmessungen eine globale Schwankungsgeschwindigkeit in der Größenordnung des Ensemblemittels auf. Aufgrund des kleinen Ventilhubes besitzt die Einlassströmung dabei hohe Einströmgeschwindigkeiten. Da die gewählte Messebene aber in der zentralen Tumbleschnittebene, also zwischen den Einlassventilen liegt, kommt es zu einer kontinuierlichen Interaktion der Einlaufjets und dadurch zu einer ho-

hen Schwankungsamplitude. Ein Vergleich der auf die mittlere Kolbengeschwindigkeit normierten Ensemblemittel und Geschwindigkeitsschwankungen zeigten über den Kurbelwellenwinkelverlauf eine gute Übereinstimmung zu Literaturwerten, trotz abweichender Betriebszustände und Brennraumgeometrien (s. Abbildung 5.9).

5.1.1.2 Zusammenfassung und Schlussfolgerung

Mithilfe phasengekoppelter PIV-Messungen wurden Geschwindigkeitsfelder in der zentralen Zylinderschnittebene während der Einlauf- und Kompressionsphase in einem Kurbelwellenwinkelbereich zwischen -300 bis -60°KW gemessen. Die Analyse der Ensemblemittelwerte zeigte im ersten Schritt sowohl qualitativ als auch quantitativ einen Einfluss der Einlaufströmung auf die globale Ladungsbewegung und das resultierende Strömungsfeld um den UT. Zudem konnte die Wirbelstauchung der makroskopischen Walzenstruktur durch die Kolbenbewegung im Verdichtungstakt beobachtet und deren Zerfall bei einem Kurbelwellenwinkel von -140°KW festgestellt werden. Dominiert durch die Kolbenbewegung richtet sich das Strömungsfeld zunehmend in Richtung des Zylinderkopfes (-100°KW) und nimmt Geschwindigkeiten an, die vergleichbar mit der Kolbengeschwindigkeit sind. Bei einem Kurbelwinkel von -60°KW ist die mittels Hubfunktion berechnete Kolbengeschwindigkeit ($9,3\text{ m/s}$) nahezu identisch mit der des lokalen Strömungsfeldes an der Kolbenoberfläche (10 m/s). Durch die steigende Gastemperatur verdampfen die DEHS-Partikel in der weiteren Kompression, sodass eine belastbare Auswertung nur bis zu diesem Kurbelwellenwinkel möglich ist.

Mit der Standardabweichung wurde die Schwankungsgeschwindigkeit des Strömungsfeldes um das Ensemblemittel bestimmt. Zudem wurde die Standardabweichung als Gütekriterium für die Belastbarkeit von Strömungsfeldern vorgestellt. Bei Kurbelwellenwinkeln in der frühen Einlassphase wurden hier exemplarisch Probleme der PIV aufgezeigt, die sich durch den Einsatz einer flüssigen Seedingsubstanz (Verschmutz der Glasflächen), aber auch durch das eigentliche Messprinzip (Partikeldichte, heterogene Partikelverteilung) ergeben. Primär diente die Standardabweichung jedoch als quantitative Messgröße zur Bewertung des kurbelwinkelspezifischen Schwankungsniveaus der Geschwindigkeit.

Eine im Anschluss durchgeführte räumliche Modenanalyse zerlegte die phasengekoppelten Geschwindigkeitsfelder entlang ihres Energiegehaltes (errechnet über die Geschwindigkeitsmagnituden der Strömungsstrukturen) in Moden. Über den Kurbelwellenwinkelverlauf veränderte sich dabei neben der Magnitude der Moden auch die Gewichtung der Energieanteile zwischen den dargestellten ersten vier Moden. Während in der Einlassphase ausschließlich die erste Mode dominierte verteilte sich der Einfluss zunehmend auch auf Strömungsstrukturen in höheren Moden.

Der prozentuale kinetische Energieanteil der ersten Mode stieg über den untersuchten Kurbelwellenwinkelverlauf kontinuierlich an. Während der Energieanteil in der Einlaufphase noch 5% betrug (-300°KW) erhöhte sich der Wert in der Verdichtung (-60°KW) auf circa 12%.

Eine parallel durchgeführte Grobstruktursimulationen zeigte eine gute Übereinstimmung zu den experimentell bestimmten Daten.

5.1.2 Drehzahlvariation

Zur Erweiterung der Validierungsgrundlage wurden zusätzlich Strömungsmessungen bei variierender Drehzahl ($1000, 1500, 2000\text{ min}^{-1}$) und größerem Ventilhub (7 mm) durchgeführt. Um das Geschwindigkeitsfeld auch um den ZOT bestimmen zu können wurde ein höhersiedendes Silikonöl (Dow Corning 510 Fluid 50 CST, s. Tabelle 5.2) als Seedingsubstanz eingesetzt. Die Messungen beschränkten sich dabei auf ausgewählte Kurbelwellenwinkel innerhalb der Kompressionsphase, die Tabelle 5.5 zu entnehmen sind. Die Laserpulsabstände mussten aufgrund der geringen Geschwindigkeitsunterschiede zwischen den Messungen lediglich einmal für die Kurbelwellenwinkel in der Kompressionsphase angepasst werden.

Tabelle 5.5: Messpunkte mit Belichtungsabständen.

Kurbelwellenwinkel	Zeitlicher Abstand Δt
-180°KW	$15\ \mu\text{s}$
$-140^\circ\text{KW} / -120^\circ\text{KW}$	$20\ \mu\text{s}$
$-90^\circ\text{KW} / -70^\circ\text{KW} / -50^\circ\text{KW}$	$15\ \mu\text{s}$
$-30^\circ\text{KW} / 0^\circ\text{KW}$	$20\ \mu\text{s}$

Jeder der unten aufgeführten Ensemblemittelwerte setzt sich aus 100 phasengekoppelten Einzelzyklen zusammen. Zur Detektion des Partikelsignals wurde hier ebenfalls auf das bereits vorgestellte CCD-Kamerasystem mit 50 mm Festbrennweitenobjektiv zurückgegriffen. Der leicht veränderte Arbeitsabstand resultierte in einer projizierten Pixelgröße von $46\ \mu\text{m}^2/\text{Pixel}^2$ bei einem Bildbereich von $63 \times 46,8\ \text{mm}^2$. Die räumliche Auflösung der PIV lag bei einer Kleinfeldgröße von 32×32 Pixeln demnach bei $1472\ \mu\text{m}$. Die Auswerteprozedur zur Bestimmung der Geschwindigkeitsfelder orientierte sich an der bereits in Kapitel Abbildung 5.11 vorgestellten Routine.

Die motorischen Betriebsbedingungen sowie weitere wichtige Daten zu den gewählten Betriebszuständen finden sich in Tabelle 5.10. Die Betriebsmedien (Öl und Kühlwasser) wurden wie die eingebrachte Frischluft auf $333\ \text{K}$ temperiert.

Tabelle 5.6: Betriebsbedingungen und Steuerzeiten.

Drehzahl	$1000\ \text{min}^{-1}$	$1500\ \text{min}^{-1}$	$2000\ \text{min}^{-1}$
Mittlere Kolbengeschwindigkeit	$3\ \text{m/s}$	$4,5\ \text{m/s}$	$6\ \text{m/s}$
Ansaugdruck	$1025\ \text{mbar}$		
Einlass- / Auslasshub	$7\ \text{mm} / 3,5\ \text{mm}$		
Einlass öffnet / schließt	$336^\circ\text{KW} / -176^\circ\text{KW}$		
Auslass öffnet / schließt	$180^\circ\text{KW} / -340^\circ\text{KW}$		

Abbildung 5.14 zeigt den Zylinderinnen- sowie den Ein- und Auslassdruck im optisch zugänglichen Einzylinder-Forschungsmotor für die untersuchten Drehzahlen.

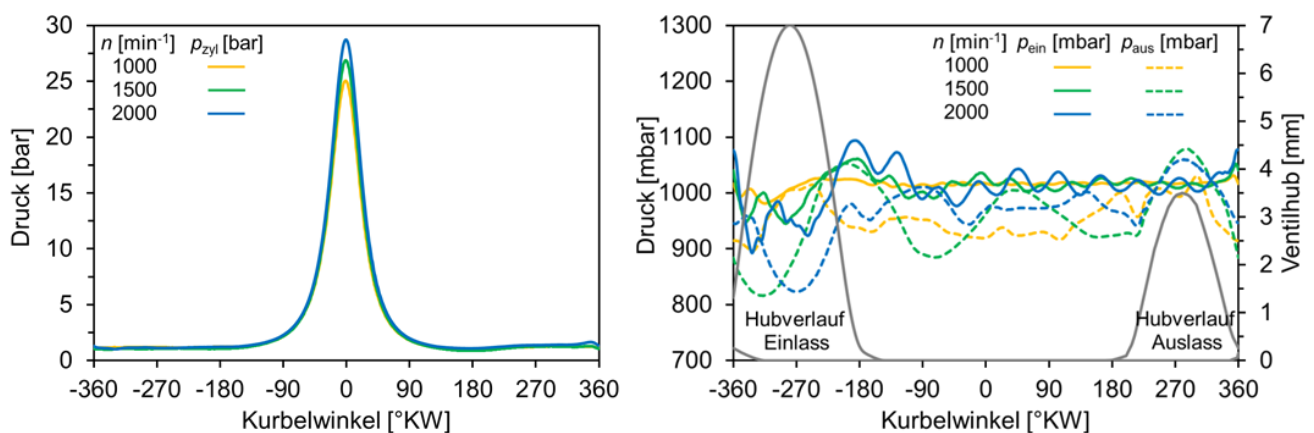


Abbildung 5.14: Druckmittelwerte der kurbelwinkelaufgelösten Druckverlaufsanalyse. Zylinderinnendruck (links), Ein- und Auslassdruckverlauf sowie Ventilhubkurven (rechts).

Den variierenden Kompressionsdrücken ist dabei zu entnehmen, dass sich im Drehzahlband wahrscheinlich sowohl die Ventilationsgasmengen (Blow-by) als auch die Wärmeverluste ändern. Der Maximaldruck im Zylinder verändern sich dabei um bis zu 14 %. Da beide Effekte das gleiche Resultat erzielen ist eine Unterscheidung an dieser Stelle nicht möglich (eine Erweiterung der Prüfstandsperipherie um eine Massenstrommessung wäre dazu beispielsweise vonnöten).

Da die mittlere Kolbengeschwindigkeit Einfluss auf den ein- und austretenden Massenstrom sowie den Innendruck im Brennraum hat, kommt es während des Ladungswechsels zu voneinander abweichenden Druckgefällen zwischen Einlass und Zylinder sowie Auslass und Zylinder. Die im Einlass- und Auslassplenum gemessenen Druckverläufe bestätigen dies und zeigen trotz des gleichen Ventilhubes Abweichungen in der Phase und Amplitude. Allgemein ist festzuhalten, dass die Druckverläufe dabei konsistent mit den Ventilerhebungskurven sind.

Abbildung 5.15 zeigt die Ensembledittelwerte für verschiedene Drehzahlen während der Kompressionsphase. Bei den nebeneinander aufgeführten Ensembleditteln steigt die Drehzahl dabei von links nach rechts. Der Skalierungsfaktor der Geschwindigkeitsfelder orientiert sich an der mittleren Kolbengeschwindigkeit und ist hier als x -Wert der jeweiligen Abbildungsreihe zu entnehmen. Um das Strömungsfeld auch kerzennah unbeeinflusst zu lassen, wurde innerhalb dieser Messreihen die Zündkerze durch eine flache Attrappe ersetzt. Durch den Einsatz von Silikonöl als Seedingsubstanz konnten Strömungsmessung über die gesamte Kompressionsphase bis zum ZOT durchgeführt werden.

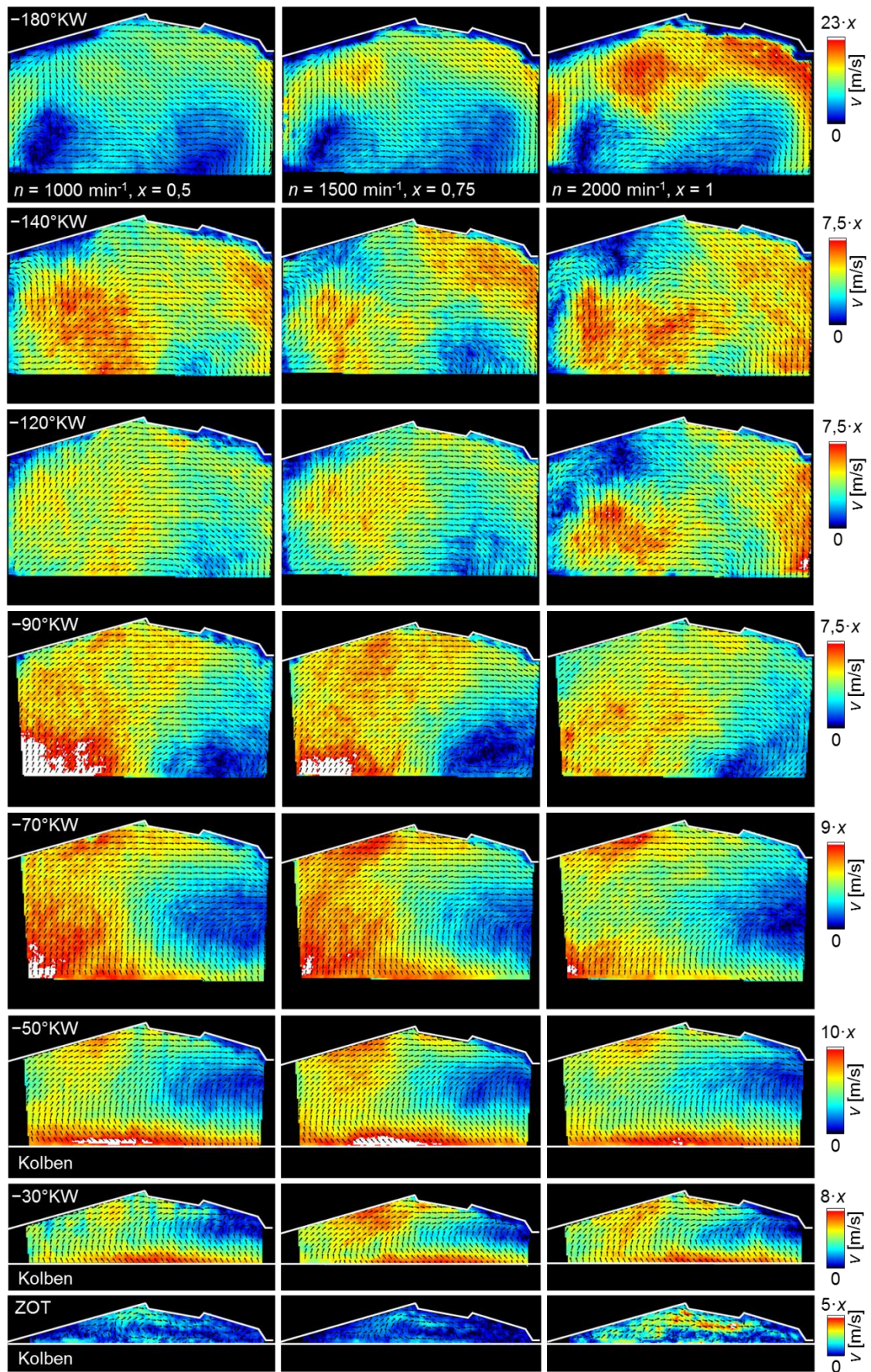


Abbildung 5.15: Ensembledmittelerwerte der Strömungsgeschwindigkeit für verschiedene Drehzahlen in Richtung des OTs. Zur besseren Übersichtlichkeit ist nur jeder vierte Vektor dargestellt.

Allgemein ist festzuhalten, dass sich die Geschwindigkeitsfelder in der globalen Strömungsstruktur stark ähneln. Drehrichtung, Wirbelzentren bzw. Stagnationsgebiete sowie die Ausprägung der Geschwindigkeitsgradienten unterscheiden sich hier lediglich für eine Drehzahl von 2000 min^{-1} in der frühen Kompressionsphase (-180° – -120°KW) voneinander. Wie bereits in Kapitel 5.1.1 aufgezeigt, findet auch hier eine Stauchung der einlassinduzierten großskaligen Wirbelstruktur durch den Kolben in der Verdichtung statt. Infolge der zunehmend durch die Kolbenbewegung dominierten Kompressionsströmung ändert sich hier jedoch die Drehrichtung innerhalb der Detektionsebene nicht. Dieser Effekt könnte auf die abweichenden Einlasssteuerzeiten und den veränderten Einlasshub (s. Tabelle 5.3) zwischen den Messungen zurückzuführen sein. Anders als in Kapitel 5.1.1 überdauert die in Richtung Auslass drehende Wirbelstruktur scheinbar die gesamte Kompressionsphase. Quantitativ skalieren die Vektorfelder wie in [1] beschrieben mit der mittleren Kolbengeschwindigkeit. Im UT werden dabei Strömungsgeschwindigkeiten von 5–15 m/s erreicht, im ZOT liegen diese dann zwischen 3–1,5 m/s.

Abbildung 5.16 zeigt die ebenfalls räumlich gemittelten Ensemblemittel der Messreihen auf. Die Ensemble-Schwankungsgeschwindigkeiten sind als Balken an den Messpunkten hinterlegt. Überdies wurden die Kolbengeschwindigkeiten über die Hubfunktion kurbelwellenwinkel aufgelöst berechnet und als gestrichelte Linien im Diagramm hinterlegt.

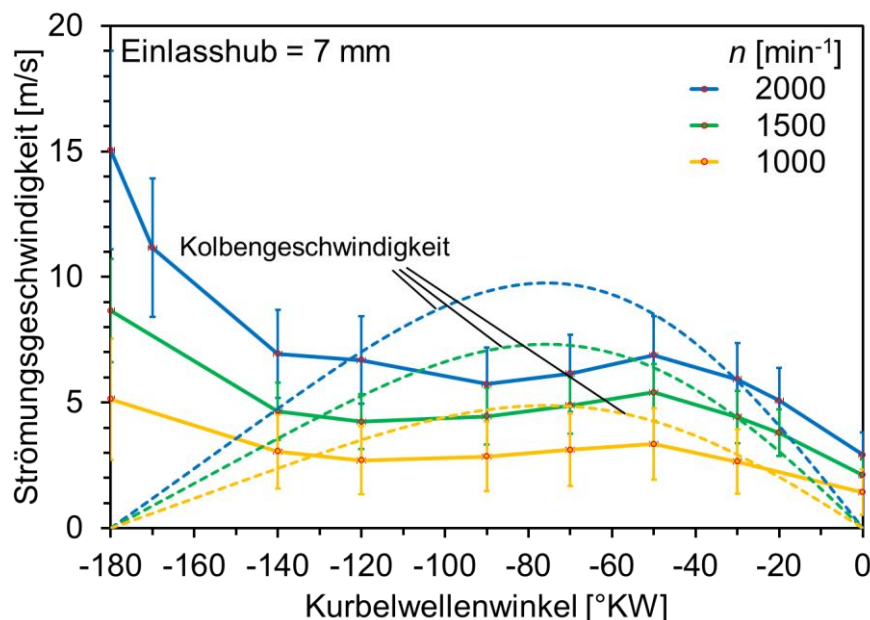


Abbildung 5.16: Über Raum und Ensemble gemittelte Werte der Strömungs- sowie Schwankungsgeschwindigkeit aufgetragen über den Kurbelwellenwinkel. Kurbelwinkelabhängige Kolbengeschwindigkeiten sind als gestrichelte Linien im Diagramm hinterlegt.

Der Verlauf zeigt das bereits über die Bilddaten ausgemachte drehzahlabhängige Skalieren der Geschwindigkeiten. Die gemessenen Daten liegen hier in der gleichen Größenordnung wie die Kolbengeschwindigkeiten. Da der Kolben erst ab einem Kurbelwellenwinkel von -60°KW in das Sichtfenster der Kamera läuft, sind auch erst dann direkte Korrelationen zwischen lokalem dem Strömungsfeld (an der Kolbenoberfläche) und der Kolbengeschwindigkeit möglich. Die Schwankungsgeschwindigkeiten liegen dabei für alle Drehzahlen und Kurbelwellenwinkeln bei circa 30–50% der Ensemblemittelwerte (s. Abbildung 5.17).

Abbildung 5.17 verdeutlicht in welchem Maße die Ensemblemittelwerte sowie die Schwankungsgeschwindigkeiten mit der mittleren Kolbengeschwindigkeit skalieren. Qualitativ sowie quantitativ decken sich die Ergebnisse in guter Übereinstimmung über den gesamten Kurbelwellenwinkelverlauf. Die Entwicklung der normierten Geschwindigkeiten folgt auch hier den bereits zitierten Messergebnissen von [197]. Die Ensemblemittelwerte der Strömungsgeschwindigkeit sind dabei abhängig vom Kurbelwellenwinkel etwa 2–3 Mal so groß wie

die der Schwankungsgeschwindigkeit. Die recht hohe Abweichung unter den normierten Ensemblemittelwerten und Schwankungsgeschwindigkeiten verringert sich ab der Kompression (-180°KW) infolge des zunehmenden Einflusses der Kolbenbewegung auf das Strömungsfeld in der Verdichtung. Als mögliche Ursache für die hohen Geschwindigkeitsdifferenzen (11–44%) im UT ist hier die Massenträgheit der Gassäule zu nennen. Aufgrund des erhöhten Impulseintrags (höhere mittlere Kolbengeschwindigkeit und höhere eingebrachte Gasmasse bei steigender Drehzahl, s. Abbildung 5.14) kommt es im Zylinder zur schnelleren Ausbildung der Hauptströmung und damit zu einer verlängerten Lebensdauer makroskopischer Wirbelstrukturen in Richtung des OTs.

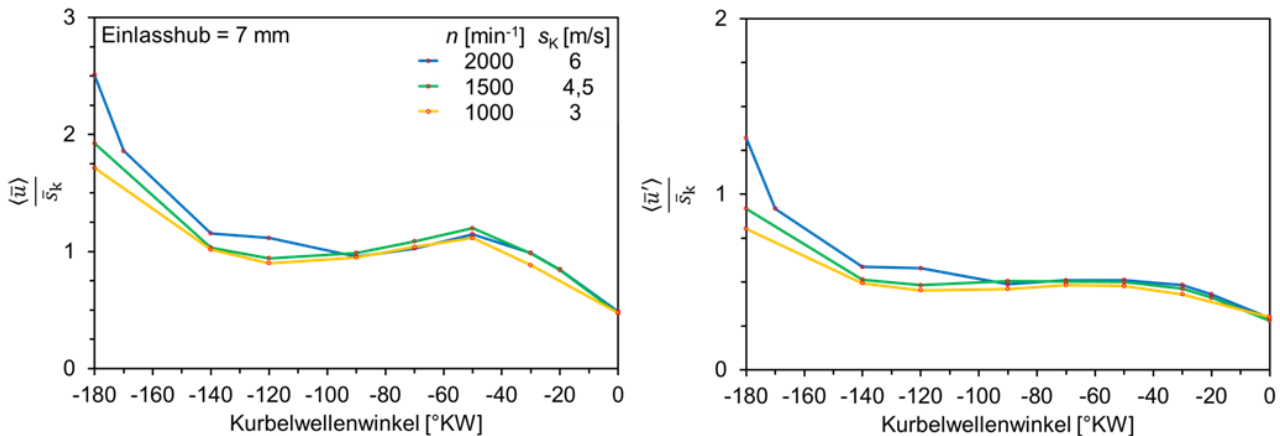


Abbildung 5.17: Über Raum und Ensemble gemittelte Werte (links) sowie deren Schwankungsgeschwindigkeiten (rechts) über den Kurbelwellenwinkelverlauf, normiert auf die mittlere Kolbengeschwindigkeit der entsprechenden Messung.

Zudem ist die optische Zugänglichkeit des Aggregates in vertikaler Richtung auf 36 mm um den OT limitiert, d.h. kolbennahe Strukturen können mithilfe der PIV um den UT nicht erfasst werden. Auch dies muss als mögliche Ursache für die aufgezeigten Variationen in der Strömungsgeschwindigkeit um den UT in Betracht gezogen werden.

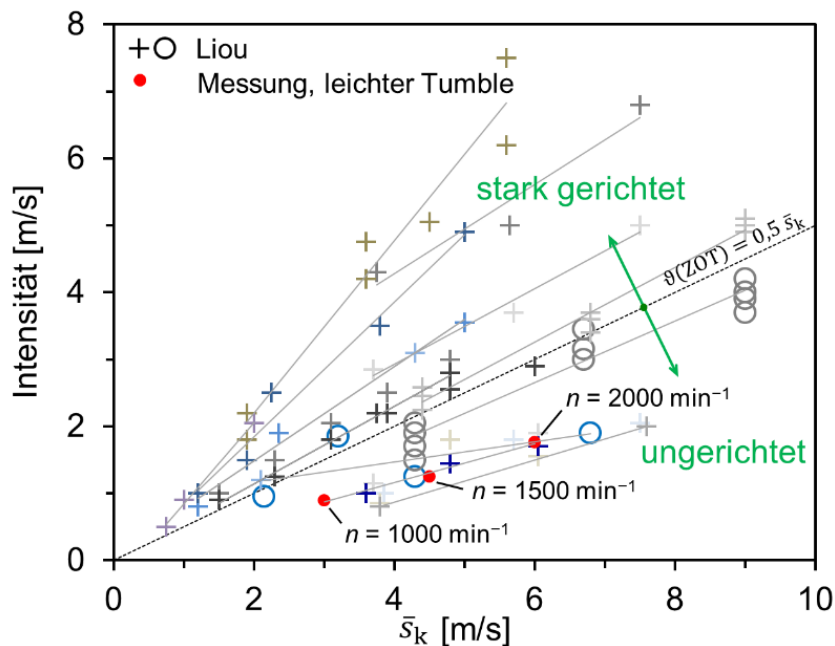


Abbildung 5.18: Schwankungsintensität des Ensemblemittels im ZOT über der mittleren Kolbengeschwindigkeit für verschiedenen Betriebszustände, Motor- und Einlassgeometrien. Vergleich der hier durchgeführten PIV-Messungen (rote Punkte) mit Literaturwerten von Liou [198] aus [1]. Individuelle Turbulenzintensität des Einzelzyklus (o) und Schwankungsgeschwindigkeiten des Ensembles (+).

Abbildung 5.18 setzt die hier erzielten Ergebnisse im ZOT in Relation zu Messwerten von [198] aus [1]. Dargestellt sind die Schwankungsgeschwindigkeiten und Turbulenzintensitäten (s. Kap. 2.1.3) im ZOT, aufgetragen über die mittlere Kolbengeschwindigkeit für vierzehn verschiedene Strömungskonfigurationen und Brennräume [1]. Vier der Datensätze stammen aus Motoren mit Dralleinlassgeometrie, zwei aus Zweitakt-Motoren [1]. Die Strömungsgeschwindigkeit der Vergleichsdatsätze in [198] wurden mittels LDA bestimmt. Die stark voneinander abweichenden Steigungen der Regressionsgraden lassen sich innerhalb der Abbildung darauf zurückführen, dass hier sowohl Schwankungsanteile des Ensemblemittels $\langle u' \rangle$ als auch mittlere Turbulenzintensitäten des Ensembles aufgeführt werden [1]. Da der Schwankungsanteil des Ensembles $\langle u' \rangle$ als Differenz zwischen Instantan- und Ensemblemittewert somit die turbulenten u'_t sowie die zyklischen Schwankungen u'_z umfasst, liegt dieser oberhalb der mittleren Turbulenzintensität des Ensembles $\langle u'_t \rangle$ (s. Abbildung 2.4). Die mithilfe von PIV ermittelten Schwankungsintensitäten (s. Abbildung 5.18, Messung) entsprechen dabei den Schwankungsgeschwindigkeiten um das Ensemble am ZOT. Die Ergebnisse gliedern sich gut in die Daten von [198] ein, weisen jedoch im Vergleich geringere Schwankungsintensitäten auf. Dies lässt sich vermutlich auf die verwendete Einlasskanalgeometrie zurückführen, die hier nicht auf eine ausgeprägte Ladungsbewegung im Zylinder zielt (keine Tumblebleche oder Drallkanäle). Die beschriebene Abhängigkeit zwischen der mittleren Turbulenzintensität (s. Kap. 2.1.3) und der mittleren Kolbengeschwindigkeit in Abwesenheit einer Drallströmung beläuft sich auf einen Maximalwert von [198, 202]:

$$\vartheta(\text{ZOT}) \approx 0,5 \bar{s}_k \quad (5.1)$$

\bar{s}_k : Mittlere Kolbengeschwindigkeit

Die Schwankungen des Ensemblemittels sind dabei vergleichbar mit der Turbulenzintensität und skalieren dementsprechend auch mit der mittleren Kolbengeschwindigkeit [1]. Der empirische erhobene Zusammenhang zwischen der Schwankungsgeschwindigkeit des Ensembles und der mittleren Kolbengeschwindigkeit konnte hier allerdings in dieser Höhe nicht erreicht werden. Dennoch liegt der Faktor von 0,3 in der aufgezeigten Größenordnung der Literatur für Verbrennungsmotoren ohne Drallströmung. Die drei Messpunkte zeigen zudem eine durchaus starke lineare Abhängigkeit auf ($R^2 = 0,99$).

Abschließenden wird an den Datensätzen eine POD-Analyse durchgeführt. Abbildung 5.19 fasst die ermittelten Ergebnisse der statistischen Untersuchung zusammen.

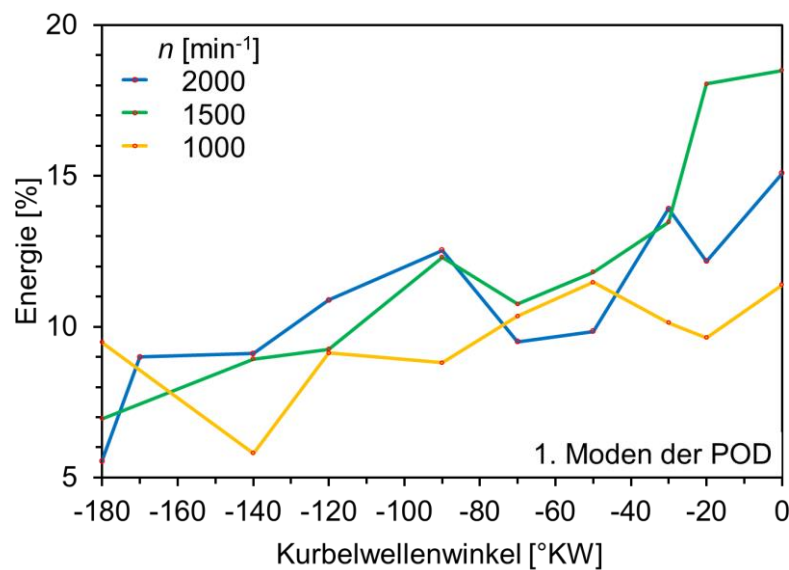


Abbildung 5.19: Prozentuale Energie der ersten Mode nach POD Analyse der Strömungsfelder über den Kurbelwellenwinkelverlauf.

Auch hier ist der prozentuale Energieanteil der ersten Mode an der kinetischen Gesamtenergie des Schwankungsanteils über den Kurbelwellenwinkelverlauf aufgetragen. Die Graphen unterscheiden sich sowohl im Verlauf als auch in der Magnitude nur unwesentlich voneinander. In der Kompression ist ein stetiger Zuwachs an kinetischer Energie im Strömungsfeld festzustellen. Dies lässt den Rückschluss zu, dass der Einfluss gerichteter Strömungsstrukturen auf die globale Zylinderinnenströmung abnimmt, da hier die stärkste Mode innerhalb der RANS-Turbulenz betrachtet wird. Anteilig nimmt die Energie dabei vermutlich durch die kolbeninduzierte Wirbelstauchung der verbleibenden großen Strömungsstrukturen im Zylinder zu (s. Abbildung 5.15).

Die mit der Drehzahl skalierende Geschwindigkeit des Einlassjets führt zu einem variierenden Eintrag an kinetischer Strömungsenergie in den Brennraum über den Kurbelwellenwinkelbereich [1]. Die drehzahlabhängigen Variationen im eingebrachten Impuls bewirken eine zeitlich versetzte Ausbildung der makroskopischen Strömungsstrukturen während der Einlassphase. Dieser zeitliche Versatz pflanzt sich bis in die Kompressionsphase fort und erzeugt auch dort einen räumlichen Versatz der Strömungsstrukturen in der Messebene. Die darin begründeten lokalen Differenzen verursachen wiederum Abweichungen im Ensemblemittel und in der Schwankungsgeschwindigkeit. Die prozentualen Energieverteilungen der ersten Moden weichen folglich über den Kurbelwellenwinkelbereich voneinander ab. Tendenziell bilden die Messpunkte bei einer Drehzahl von 1000 min^{-1} die untere Grenze. Bei einer Drehzahl von 1500 bzw. 2000 min^{-1} wechseln die Verläufe innerhalb der Kurbelwinkelabfolge stetig die Position. Aufgrund der begrenzten Zyklusanzahl sowie der Detektion in lediglich einer Messebene ist eine belastbare Bewertung der Ergebnisse schwierig. Trends können hier hingegen aufgezeigt werden. So kommt es im Verdichtungstakt zu einer Erhöhung des prozentualen Energieanteils der ersten Moden von durchschnittlich 7,5% im UT auf 15% im ZOT. Ein Vergleich der Messungen mit denen aus Kapitel 5.1.1 zeigt eine deutliche Übereinstimmung der prozentualen Energieanteile über den Kurbelwellenwinkelbereich auf. Sowohl der Verlauf als auch die Magnitude gleichen sich, trotz anderer Betriebsbedingungen (Ventilhub, Ventilsteuerzeiten, Einlassdruck). Der ansteigende prozentuale Energieanteil wird auch hier in einem zunehmenden Wirbelzerfall aufgrund der sinkenden kinematischen Viskosität in der Verdichtung begründet. Dieser Effekt wird dabei ebenfalls überlagert durch die kolbeninduzierte Kompressionsströmung im Zylinder.

5.1.2.1 Zusammenfassung und Schlussfolgerung

Strömungsfelder konnten durch den Einsatz von Silikonöl für variierende Drehzahlen und konstantem Ventilhub phasengekoppelt über den gesamten Kompressionstakt (bis in den oberen Totpunkt) gemessen werden. Die in der zentralen Strömungsebene durchgeführten Messungen zeigten einen nahezu identischen qualitativen Verlauf der Strömungsfelder, trotz Änderung der Drehzahl auf. Das Ensemblemittel zeigte dabei, anders als noch in Kapitel 5.1.1 sichtbar, keine Wirbelumkehr in der Hauptströmung und eine Walzenstruktur bestehend bis hin zum ZOT. Eine Normierung der Ensemblemittel und Schwankungsgeschwindigkeiten auf die mittlere Kolbengeschwindigkeit der jeweiligen Messserie zeigte die in der Literatur dokumentierte Abhängigkeit [197]. Die Darstellung der Schwankungsgeschwindigkeit über die mittlere Kolbengeschwindigkeit am ZOT zeigte eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten aus [198] auf, ungeachtet abweichender Brennraumgeometrien und Betriebszustände. Die erzielte Geschwindigkeitsschwankung lag hier bei durchschnittlich 50% des Ensemblemittelwertes in der frühen Kompressionsphase und noch bei 30% um den oberen Totpunkt. Die in [198, 202] beschriebene Korrelation zwischen Turbulenzintensität und mittlerer Kolbengeschwindigkeit (s. Formel 5.1) konnte hiermit bestätigt werden, wenn auch in abgeschwächter Form. Eine Quantifizierung der prozentualen Energien der ersten Moden zeigte im Mittel einen Energiezuwachs von 7,5 auf 15% vom UT zum OT. Der Verlauf sowie die Magnitude der Energieanteile deckte sich mit den Ergebnissen aus Kapitel 5.1.1.

Die erzielten Ergebnisse flossen als Validierungsgrundlage in eine Grobstruktursimulation des Lehrstuhls für Fluidodynamik (IVG-FD) ein [203]. Ferner wurden Teile des ermittelten Datensatzes für eine direkte Gegenüberstellung eines vergleichbaren optischen Einzylindermotors (TU Darmstadt, RSM) im Rahmen des zweiten Treffens des Engine Combustion Networks (ECN) in Heidelberg genutzt.

5.2 Detaillierte Untersuchungen zur Einlaufströmung

Der nun folgende Absatz ist einer Publikation mit dem Lehrstuhl für Numerische Thermofluidodynamik (NTFD) der Technische Universität Bergakademie Freiberg entnommen [204] und wurden gemeinsam im Jahr 2015 im Journal Oil & Gas Science and Technology veröffentlicht.

Während des Ansaughubs drosseln die Einlassventile den eintretenden Gasstrom und induzieren im Ventilsplatt hohe Geschwindigkeiten aufgrund starker Strömungseinschnürung. In Brennraumrichtung kommt es am Ventilsitz und am Rand des Tellers zur Strömungsablösung. Diese bewirkt die Ausbildung starker Scherschichten mit hohen Geschwindigkeitsgradienten an deren Grenzen Turbulenz generiert wird [87]. Der Einlaufjet transportiert dabei einen hohen Impuls in den Brennraum, der die großskalige Wirbelstruktur zu Beginn des Verdichtungsakts erzeugt [1] und oftmals bis zum Zündzeitpunkt im Brennraum verweilt.

In der Vergangenheit wurde eine Vielzahl von Untersuchungen zum globalen Strömungsfeld in Zylindern und nahe der Einlassventile durchgeführt. Stationäre Strömungsprüfstände, wie beispielsweise Luftflutbänke, bieten hier die Möglichkeit detaillierte Strömungsuntersuchungen in Seriengeometrien unter vereinfachten Messbedingungen umzusetzen [205]. Zudem können an Luftflutbänken Strömungsvorgänge entkoppelt von der Kinematik des Kolbenhubs und der Ventile untersucht und bewertet werden.

Optische zugängliche Motoren werden hingegen eingesetzt um innermotorische Messungen zum Strömungsfeld unter realistischeren Randbedingungen abzubilden [89]. Es wurden in diesem Zusammenhang Strömungsfelder mithilfe von Schlieren-Kinematografie am Ventilsplatt untersucht. Das Schlierenmessverfahren nutzt dabei Variationen in der lokalen Gasdichte (bzw. Variationen im lokalen Brechungsindex) aus, um qualitative Informationen über die Einlaufströmung zu erhalten [206]. Weclas et al. [207] verwendeten das Laser-Doppler-Anemometrie (LDA), um quantitative Aussagen zur mittleren Strömungsgeschwindigkeit und deren Schwankungen entlang einiger Linien im Ventilsplatt treffen zu können. In einer weiteren Veröffentlichung widmeten sich gleiche Autoren der Strömungsablösung am Einlassventil unter motorähnlichen Betriebsbedingungen [208]. Diese Messungen wurden mittels LDA und zusätzlicher Hitzdrahtanemometrie durchgeführt. Spätere Studien nutzten dann Particle Image Velocimetry (PIV) in Motoren, um orts aufgelöst und instantan beide Geschwindigkeitskomponenten bildgebend zu erfassen [88]. Unter Verwendung von stereoskopischer PIV konnte zudem die Out-of-plane-Komponente der Geschwindigkeit bestimmt werden [209]. Der Einsatz von Hochgeschwindigkeits-PIV erlaubte eine zeitaufgelöste Untersuchung der Zylinderinnenströmung und deren Entwicklung innerhalb eines Zyklus, tomografische-PIV überdies die volumetrische Ausbildung des Strömungsfeldes [210].

Großskalige Strömungsfluktuationen werden durch den einströmenden Gasjet während der Einlassphase induziert und sind bereits als Ursache zyklischer Strömungsschwankungen in der sich anschließenden Kompressionsphase durch einige Studien nachgewiesen worden [211-213]. Obwohl der Einströmvorgang den Ausgangspunkt für die weitere Strömungsbildung im Zylinder darstellt, sind die im Ventilsplatt ablaufenden ventilnahen Ablösungsprozesse jedoch noch nicht räumlich aufgelöst analysiert worden. Um die Wirkkette zyklischer Strömungsschwankungen genauer zu verstehen und bewerten zu können, ist jedoch gerade die gezielte Untersuchung des Ursprungs unabdingbar. Das Einlassventil ist als Entropie- bzw. Turbulenzgenerator des Gesamtprozesses anzusehen, da es mit der Einlaufströmung über den Ventilschaft und die Ventilkontur direkt interagiert und so aktiv auf die Jetausbildung einwirkt. Der Oberflächen- bzw. Grenzschichtkontakt führt beim Einströmen in den Zylinder zu einer instationären Strömungsablösung. Ziel der hier durchgeführten Messungen ist es nun eben diese räumlichen und zeitlichen wiederkehrenden Strömungsstrukturen innerhalb der

Einlaufströmung bei variierenden Einströmbedingungen zu untersuchen. Über verschiedene Analyseansätze werden die unterschiedlichen Strömungsanteile in der Datenauswertung zerlegt und getrennt voneinander bewertet. Neben großskaligen wiederkehrenden kohärenten Strukturen (Walzenströmung) stehen ebenso räumlich und zeitlich stochastisch wiederkehrende kohärente Strukturen sowie stochastische Fluktuationen ohne Kohärenz im Fokus. Räumlich hochauflösende Untersuchungen am Einlassventil sollen abschließend den genauen Ablösepunkt an der Ventilkontur aufzeigen.

Projektbegleitend (FVV Projekt Nr.: 1133) wurde die experimentell gewonnene Datenbasis zudem zur Validierung einer Grobstruktursimulation eingesetzt (NTFD, Technische Universität Bergakademie Freiberg). Damit ein konsistenter Datenabgleich mit der Numerik überhaupt durchgeführt werden konnte, wurde im Vorfeld der Messung höher Wert auf die exakte Bestimmung der thermodynamischen Randbedingungen gelegt. Der konsequente und gründliche Abgleich ermöglichte eine quantitative Rückkopplung der Simulation auf das Experiment und führte damit auch zu einer stetigen Verbesserung der Messung [214].

Neben dieser klar definierten Zielsetzung bestand die Motivation aber auch in der messtechnischen Herausforderung das instantane Geschwindigkeitsfeld bildgebend im Ventilspace zu erfassen. Als Messtechnik wurde hier Particle Image Velocimetry (PIV) in der zentralen Ventilmittenseite eingesetzt. Ein zusätzliches Augenmerk lag auch auf der Verbesserung der optischen Zugänglichkeit und der damit verbundenen Vergrößerung des ventilnahen Sichtfeldes.

5.2.1 Der stationäre Strömungsprüfstand

Um optische Untersuchungen unter stationären Messbedingungen am Ventilsitz durchführen zu können, wurde der Zylinderkopf des optisch zugänglichen Einzylinderforschungsmotors [143] auf den Strömungsprüfstand des Instituts adaptiert. In früheren Untersuchungen zur Bestimmung von Widerstandsbeiwerten für die Optimierung eines 1D-0D-Ladungswechselmodells wurde der Zylinderkopf bereits schon einmal auf der Luftflutbank montiert [215]. Abbildung 5.20 skizziert den Aufbau des Prüfstandes und die Anordnung der benötigten Prüfstandskomponenten zum Durchströmen des Zylinderkopfes.

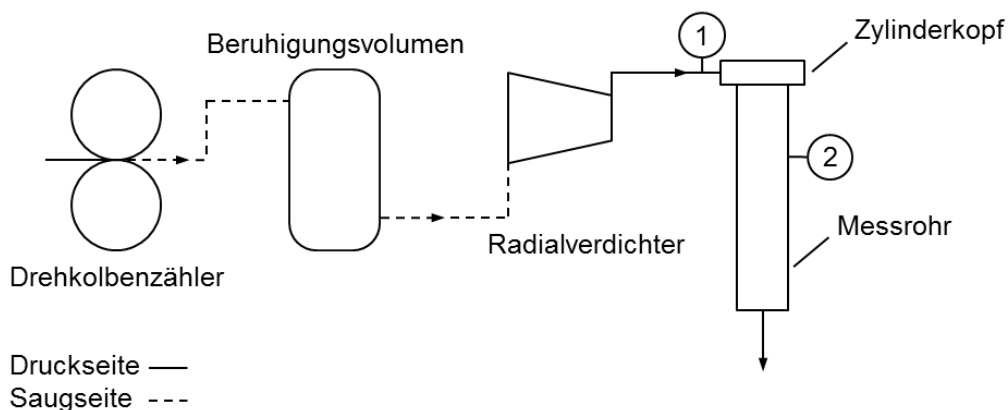


Abbildung 5.20: Fließbild der Luftflutbank [204].

Entlang der Strömungsführung gelangt die durch den Radialverdichter angesaugte Fischluft zuerst zu einem Drehkolbenzähler, der den Volumenstrom misst. In Kombinationen mit der dort vorliegenden Temperatur und dem Umgebungsdruck, kann hier die eingebrachte Luftmasse mit einer hohen Messgenauigkeit bestimmt werden. Saugseitig gelangt die Luft dann in ein etwa 500 l großes Beruhigungsvolumen, das die vom Radialverdichter induzierten Druckschwankungen von der Volumenstrommessung entkoppelt. Die Drehzahl des Verdichters kann stufenlos über einen Elektromotor variiert werden. Über die Drehzahlsteuerung können somit konstante Randbedingungen (Druckverlust über Zylinderkopf oder Massenstrom) innerhalb der Strömungsmessungen geschaffen werden. Von der Druckseite des Verdichters gelangt die Luft über eine Polyvinylchlorid-Verrohrung in Richtung Einlasstrakt. Die PVC-Rohre haben einen konstanten Durchmesser (76,6 mm)

über die gesamte Rohrlänge (2840 mm, $\sim 37 D$) und besitzen eine glatte Innenwand. In der weiteren Strömungsführung verbindet ein aus Edelstahl gefertigter, konischer Adapter die PVC-Verrohrungen mit dem eigentlichen Einlassplenum des Einzylinders. Eine detaillierte Übersicht zum eingesetzten Zwischenstück sowie zum adaptierten Messaufbau mit Zylinderkopf und Messrohr (Acrylglasrohr) findet sich in Abbildung 5.21. Anders als im herkömmlichen Betrieb ist der Zylinderkopf hier vertikal gekippt, um einen besseren optischen Zugriff auf den Ventilsplint zu erlangen. Nichtsdestotrotz werden die im Folgenden aufgeführten Strömungsfelder so diskutiert als wäre der Zylinderkopf aufrecht, also in der im Automobil üblichen Ausrichtung, montiert.

In den Strömungsmessungen kann der Ventilhub über eine Mikrometerschraube variiert werden. Da der Fokus der Messungen auf einer detaillierten Analyse des Einströmvorgangs (Einlasstakt) liegt, bleiben die Auslassventile geschlossen. Optischen Zugang zum Brennraum erhält man durch den Einsatz eines transparenten Acrylglasrohres (Messrohr), das mit dem gleichen Bohrungsdurchmesser wie das Transparentaggregat ausgestattet ist und ebenfalls die komplexe Kontur des Zylinderkopfes aufweist. Die Länge des Acrylglasrohres beträgt 950 mm bei einer Materialstärke von 3 mm. Hinter dem Messrohr strömt die Luft gerichtet in Kabine.

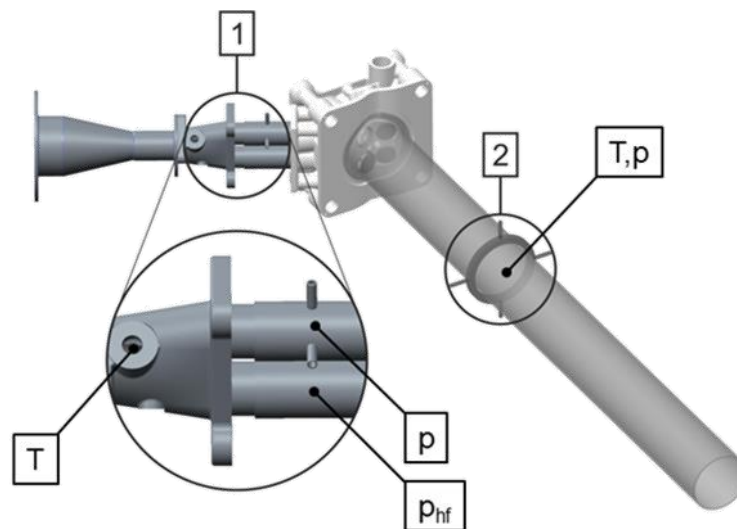


Abbildung 5.21: CAD-Rendering des Einlasssystems, Zylinderkopfs und Messrohrs. Druck und Temperaturmessstellen im Aufbau zum Abgleich der Randbedingungen [204].

Zur Kontrolle der Randbedingungen verfügt der Aufbau über zwei Messstellen. Neben einer Differenzdruckmessung zwischen Einlasstrakt (1) und Messrohr (2), befinden sich an den Messstellen zudem Thermoelemente. Darüber hinaus ist einer der Einlasskanäle mit einer zeitlich hochauflösenden Druckmessstelle (Kistler 4049A5) ausgestattet, um mögliche hochfrequente Druckschwankungen (p_{hf}) in der Einlassströmung diskretisieren zu können.

5.2.2 Experimenteller Aufbau

Particle Image Velocimetry wird in der vertikalen Ventilmittenebene am oberen Einlassventil mit einer Repetitionsrate von 15 Hz durchgeführt. Die beiden Geschwindigkeitskomponenten der instantan ermittelten Strömungsfelder werden dabei mithilfe einer hochauflösenden Kamera detektiert. Abbildung 5.22 zeigt die Geometrie des Zylinderkopfs, die Orientierung des Lichtschnittes im Messvolumen sowie den Bildausschnitt innerhalb der Messung.

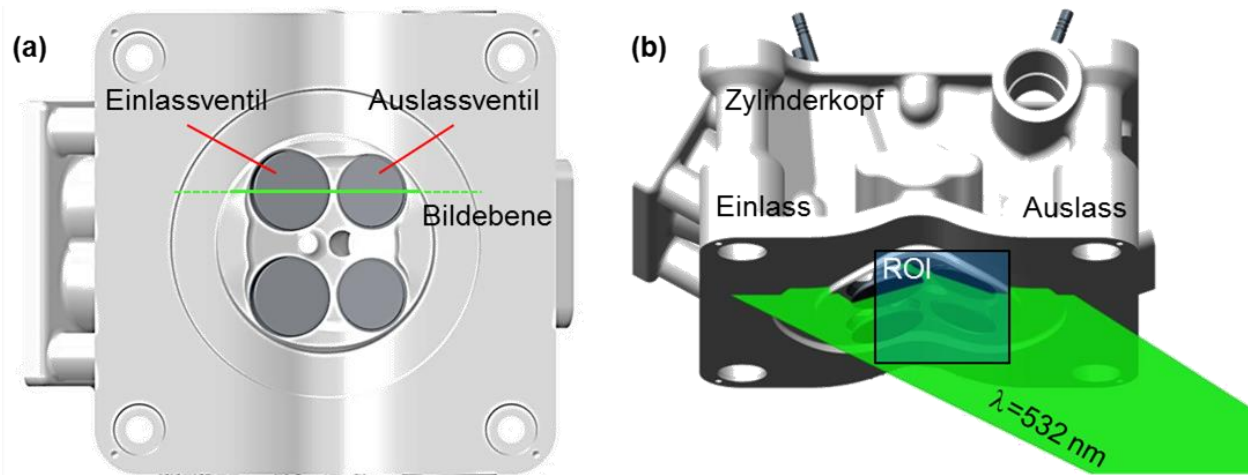


Abbildung 5.22: Einlassseitige Einkopplung des Laserlichtschnitts in den Brennraum. Orientierung des Lichtschnitts bzw. der Detektionsebene im Zylinderkopf (a), Aufnahmebereich (ROI) aus Blickrichtung des Kamerasystems (b) [204].

Die für PIV-Messungen notwendigen Partikel werden auch hier mithilfe eines Aerosolgenerators (LaVision) mit Laskin-Düsensdesign erzeugt [102]. Um eine möglichst homogene Partikelverteilung im Messvolumen sicherzustellen, werden die DEHS-Tropfen (s. Tabelle 5.2) über vier Zugänge bereits 750 mm vor den Einlassventilen der Strömung zugegeben. Der Bildbereich wird während der Messungen über einen Doppelpuls laser (Litron, Nano T 135) bei einer Wellenlänge von 532 nm (Semrock, Brightline HC) mit einer Laserpulsenergie von 30 mJ ausgeleuchtet. Eine Lichtschnittoptik (LaVision) formt, nach Umlenkung des Strahls auf Höhe der Ventilmittenebene, aus dem Laserstrahl ein 0,5–0,9 mm dickes Lichtblatt. Der Lichtschnitt wird auslassseitig in den Acrylglaszylinder eingekoppelt und durchstrahlt diesen diagonal in Richtung der Einlassventile. Die komplette Ausleuchtung des Ventilspalts gestaltet sich jedoch als schwierig. Abbildung 5.23 zeigt die Lasereinkopplungsproblematik am Einlassventil.

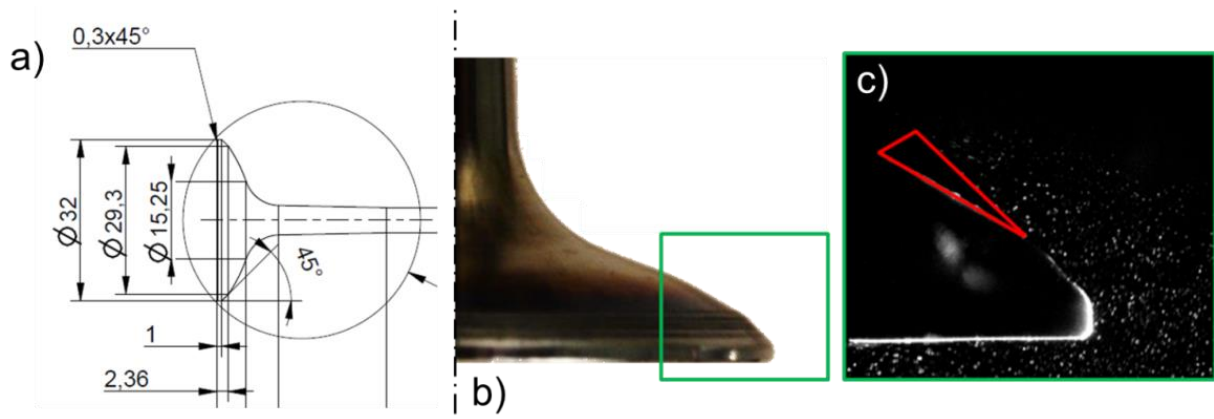


Abbildung 5.23: a) Technische Zeichnung des Einlassventils b) Profilansicht des Einlassventils c) PIV-Rohbild am Einlassventil. Die rote Umrandung umschließt die Fläche, die vom Ventil selbst abgeschattet wird.

Infolge der in Abbildung 5.22b aufgezeigten Einkopplung des Laserlichtschnitts kommt es zu der in Abbildung 5.23c dargestellten Abschattung des Ventilspalts durch die Ventilkontur. Aufgrund der fehlenden Beleuchtung sind in dieser Region keine Partikel zu finden, sodass es schaftnah zum Informationsverlust im Ventilspalt kommt. Strömungsfelder lassen sich dort somit nicht bestimmen. Um laserbasierte Reflexionen an den Oberflächen zu unterdrücken, wurden der Zylinderkopf, die Einlassventile und die einlassseitige Zylinderwand im Vorfeld der Messung geschwärzt. Zudem unterdrückt ein dielektrischer Bandpassfilter (Semrock Brightline BP532), der vor die Linse des Kamerasystems geschraubt wird, störendes Licht aus der Umgebung. Das Partikelsignal wird über eine CMOS-Kamera (PCO Edge 5.5, 2560×2160 Pixel) aufgenommen und mit einer

Bittiefe von 16 bit digitalisiert. Ein handelsübliches Objektiv (Nikon AF-D, $f = 50$ mm) wird für die Messungen mit einer zusätzlichen Nahlinse (Canon 52 mm Close-up Lens, 500D) erweitert und an der Kamera fixiert. Die Kombination der Linsen führt hier zu einem Abbildungsverhältnis von 0,29 und einem projizierten Bildbereich $58 \times 48,9$ mm² auf dem Detektor. Die Blende wird nach der Fokussierung auf die Partikel auf $f/5,6$ gesetzt, um eine ausreichende Tiefenschärfe während der Messung zu gewährleisten.

Um Bildverzerrungseffekten durch Ablagerungen des Aerosols auf der Innenfläche des Messrohres entgegenzuwirken (Refraktion führt zur lokalen Defokussierung der Partikel und bewirkt dadurch eine Verkleinerung des Signal/Hintergrund-Verhältnisses in den Aufnahmen), wird die Anzahl an Aufnahmen pro Messreihe auf 400 Doppelbelichtungen begrenzt. Da Voruntersuchungen zur Reproduzierbarkeit der Messungen eine nicht darzustellende Wiederholbarkeit durch Änderungen am optischen Messaufbau aufzeigten, werden nach Reinigung des Acrylglaszylinders die Betriebsbedingungen variiert (Massenstrom bzw. Ventilhub). Die scheinbare Partikelgröße (d.h. die Fläche, die ein Partikel auf dem Sensor einnimmt) und die Partikeldichte im Messvolumen wird vor jeder Messung mithilfe der verwendeten Aufnahme- und Bildverarbeitungssoftware (DaVis 8.1.4, LaVision) überprüft. Die Partikelgröße wird mittels integrierter Software routine über die Breite der Korrelationsspitze abgeschätzt. Um Peak-Locking-Effekte, die zu Ungenauigkeiten innerhalb der Geschwindigkeitsberechnung führen, auszuschließen, wird die Blende so eingestellt, dass die scheinbare Größe der Partikel 2–4 Pixel beträgt. Die Partikeldichte wird dabei über eine einfache Segmentierung mittels Schwellwertbildung angepasst und sollte mindestens dem dreifachen Hintergrundsignal entsprechen [139]. Für die Bilderfassung, Skalierung und die Vektorfeldberechnung wird ebenfalls DaVis 8.1.4 eingesetzt. Die durch die gebogene Acrylglasoberfläche erzeugte Bildverzerrung wird dabei mithilfe eines Polynoms dritter Ordnung unter Verwendung eines Kalibriergitters korrigiert.

In der sich anschließenden Bildauswertungsroutine wird im ersten Datenverarbeitungsschritt, das durch Laserstreuung erzeugte Hintergrundsignal von den Partikelroh Bildern subtrahiert. Aufgenommen wird hier der Messhintergrund vor der Detektion des eigentlichen PIV-Datensatzes ohne Partikel im Messvolumen. Nach der sogenannten Hintergrundkorrektur werden Bereiche, die nicht in der Messebene liegen ausmaskiert und die Partikelintensitäten mithilfe eines Min/Max-Filters normalisiert, um eine homogene Partikel ausleuchtung in der Messdomäne zu erzielen. Da sich die Laserenergie im Lichtschnitt bestenfalls gaußförmig verteilt und der Strahl divergent durch die Messebene verläuft, ist eine Normalisierung an dieser Stelle ratsam. Die eigentliche Vektorberechnung erfolgt mit einem zyklischen FFT-basiertem Kreuzkorrelationsalgorithmus über mehrere Durchgänge mit abnehmender Auswertefenstergröße und der Option adaptiver Auswertefenster für den abschließenden Durchlauf [216]. Adaptive Auswertefenster passen sich eigenständig auf die lokalen Gegebenheiten der Strömung an. Abhängig von Geschwindigkeitsgradienten im Strömungsfeld und umgebener Partikeldichte, optimieren sie dabei automatisiert ihre Form und bewirken so eine höhere Messgenauigkeit bei der Bestimmung des Strömungsfeldes. Innerhalb der ersten Durchläufe wird hier mit runden, gaußförmig gewichteten Auswertefenstern einer Größe von 64×64 Pixeln und einer Überlagerung von 50% das Vektorfeld bestimmt. In den beiden folgenden Durchgängen wird die Auswertefenstergröße dann auf 32×32 Pixel mit einem Überlapp von 75% herabgesetzt. Zwischen jedem dieser Durchläufe filtert ein regionaler Medianfilter Fehlvektoren aus den resultierenden Ergebnissen. Zusätzlich werden Gruppen mit weniger als zehn Vektoren aus dem Strömungsfeld entfernt. Abschließend beseitigt ein 3×3 Pixel² großer Rauschfilter hochfrequente Störungen aus dem Vektorfeld. Bei gewähltem Abbildungsverhältnis und der gesetzten Auswertefenstergröße von 32×32 Pixeln führt dies zu einer örtlichen Auflösung von 717×717 µm². Abbildung 5.24 zeigt den Bildbereich der Messung mit der finalen örtlichen Auflösung. Eine detaillierte Beschreibung zur verwendeten Auswertemethodik sowie zu den im Vorfeld der Messung festgelegten Gütekriterien für einen belastbaren Abgleich mit Grobstruktursimulation finden sich in [214].

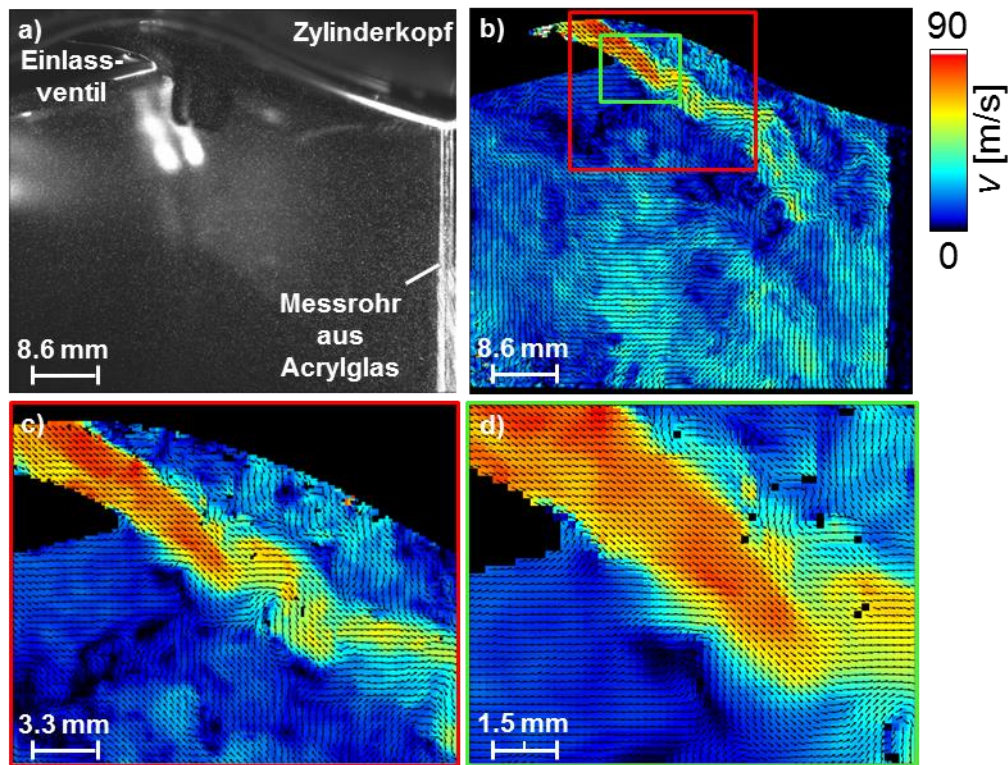


Abbildung 5.24: a) PIV-Rohbild des Bildausschnitts in der zentralen Schnittebene des Einlassventils. b) Geschwindigkeitsfeld einer Doppelbelichtung im gleichen Bildbereich (dargestellt wird hier nur jeder vierte Vektor). c) und d) sukzessive vergrößerte Nahaufnahme des in b) gezeigten Vektorfeldes [204].

In Abbildung 5.24a ist ein exemplarisches Rohbild mit Hintergrundstrahlung durch reflektiertes Laserstreulicht an den Oberflächen des Acrylglaszylinders zu sehen. Das aus den Rohbildern resultierende Vektorfeld wird dann in Abbildung 5.24b aufgezeigt. Der breite Bildausschnitt wird hier gewählt, um das instationäre Einstömverhalten der Einlassströmung in den Zylinder detailliert untersuchen zu können. Neben der Detektion räumlich und zeitlich stochastisch wiederkehrender kohärenter Strukturen, können über die gewählte ROI die integralen Längenskalen der Einlaufströmung abgeschätzt werden. Ferner erlaubt der Bildbereich mögliche (gerichtete) Interaktionen zwischen der Einlaufströmung und den Brennraumwänden aufzuzeigen. Des Weiteren soll über Nahaufnahmen der Ablöseort am Ventil lokalisiert und die sich anschließende transiente Jetausbildung im Zylinder genauer analysiert werden. Die CMOS-Architektur erlaubt dabei die Detektion von Partikeln bis an die Grenzflächen heran.

Der Effekt der Abschattung (s Abbildung 5.23) durch den Ventiltellerrand ist Abbildung 5.24b zu entnehmen. Zu Einschränkungen in der Messung kann es zudem an der Oberfläche der Ventilkontur kommen. Aufgrund von Strömungsumlenkung am Einlass und eingeschränkten Partikelfolgevermögen, kommt es an der Ventilerseite zu einer verstärkten Ansammlung von Aerosoltropfen. Die Tropfen werden dabei während der Messung über die Ventilkontur in Richtung Brennraum geschoben und verschmutzen dort mit anhaltender Messdauer den Acrylglaszylinder.

5.2.3 Geschwindigkeitsmessungen

Die nachfolgenden Strömungsfelder zeigen die Geschwindigkeitsverteilung im Ventilmittenschnitt unter verschiedene Betriebsbedingungen. Die durchgeführte Parameterstudie konzentriert sich im Wesentlichen auf das Strömungsfeld im optisch schwer zugänglichen Ventilsplatt und mit der räumlichen Ausbildung des Einlaufjets in der Messebene. Die in Tabelle 5.7 mit einem Plus (+) gekennzeichneten Betriebszustände wurden dabei experimentell untersucht und anschließend detailliert ausgewertet.

Tabelle 5.7: Messbedingungen zur Charakterisierung der Einlaufströmung

Massenstrom / Ventilhub	3 mm	5 mm	7 mm
2 kg/min	–	+	–
3 kg/min	+	+	+
4 kg/min	–	+	–

Neben dem Massenstrom (respektive Impuls) wird hier der Ventilhub variiert, um den Einfluss der Strömungseinschnürung auf das Geschwindigkeitsfeld im Ventilspalt genauer analysieren zu können. Abbildung 5.25 zeigt Strömungsfelder zur Einlaufströmung. Der abgeschattete Bereich hinter dem Ventilsitz (s. Abbildung 5.23) sowie der Zylinderkopf sind zur Vermeidung von Fehlvektoren vor der Auswertung maskiert worden. Der Ventiltellerrand liegt außerhalb der Maskierung, um auftretende Ablösungseffekte genauer analysieren zu können.

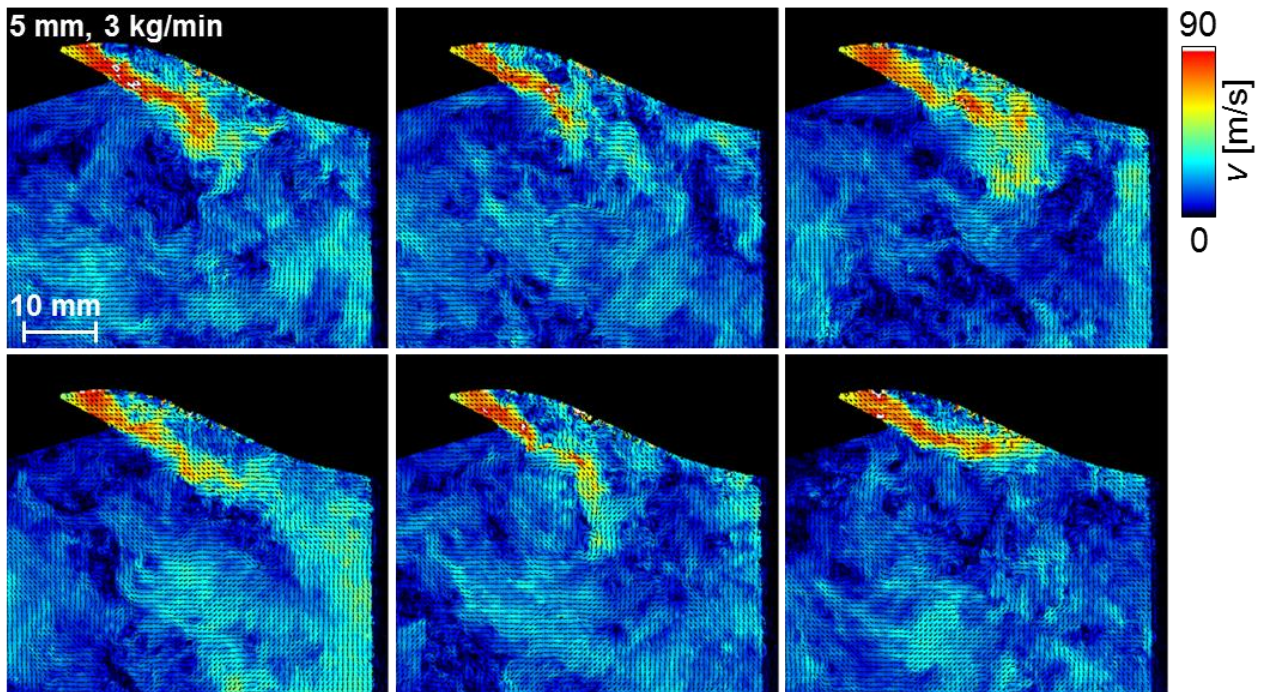


Abbildung 5.25: Einlaufströmung zu sechs aufeinanderfolgenden Doppelbelichtungen bei einem Ventilhub von 5 mm und einem Massenstrom von 3 kg/min.

Die gemessenen Geschwindigkeitsfelder zeigen sehr deutlich räumlich und zeitlich stochastische wiederkehrende kohärente Strukturen innerhalb des Einlaufjets und der Zylinderinnenströmung auf. Die höchsten Geschwindigkeiten finden sich im Ventilspalt wieder und liegen innerhalb der dargestellten Strömungsfeldern bei etwa 90 m/s. In der weiteren Abfolge kommt es nach dem durchströmen des Ventilspaltes zur transienten Auslenkung der Einlaufströmung dem sogenannten Jet-Flapping, das vermutlich durch eine variierende Strömungsablösung am Ventilschaft, Ventilteller und bzw. oder zylinderkopfseitigen Ventilsitz verursacht wird. Trotz der beschränkten Anzahl an aufgeführten Einzelbildern lässt sich bereits jetzt der Aktionsradius des Einlassjets für diesen Betriebszustand erahnen. Die Einlaufströmung interagiert mit dem Zylinderkopf und der gegenüberliegenden, auslassseitigen Zylinderwand. Um die verschiedenen Betriebszustände quantitativ miteinander vergleichen zu können, werden im ersten Schritt die Mittelwerte und Standardabweichungen von 400 Einzelvektorfeldern einander gegenübergestellt. Die in Abbildung 5.26 aufgeführten Strömungsfelder zeigen die Statistiken bei sich änderndem Massenstrom und konstanten Ventilhub von 5 mm.

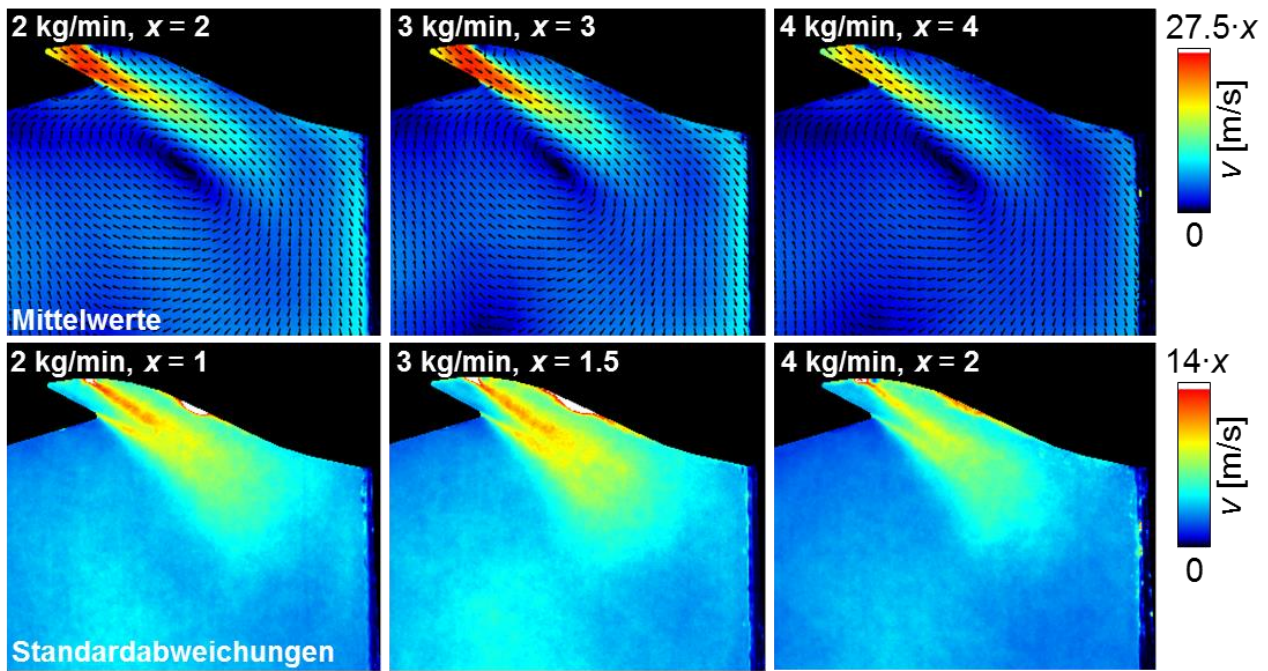


Abbildung 5.26: Mittelwert und Standardabweichung über 400 Einzelvektorfelder bei konstantem Ventilhub und verändertem Massenstrom.

Der in jedem Bild zu findende x -Wert ist hier als Faktor vor den fixen Maximalwert der Geschwindigkeitslegende zu setzen. Da laut Kontinuitätsgleichung für inkompressible Fluide die Geschwindigkeit mit dem Massenstrom skaliert, wurde hier in erster Näherung auf diesen Skalierungsansatz zurückgegriffen, obwohl es sich beim eingesetzten Fluid um ein kompressibles Gas (Luft) handelt. Die gemittelten Geschwindigkeitsfelder zeigen aber nur in den ersten beiden Fällen das zu erwartende Verhalten. Während sich die gemittelten Geschwindigkeiten bei 2 und 3 kg/min in guter Übereinstimmung mit der Erwartungshaltung vergrößern, zeigen die Geschwindigkeitsbeträge bei einem Massenstrom von 4 kg/min ein abweichendes Verhalten. Die Strömungsgeschwindigkeiten liegen hier über den gesamten Bildausschnitt circa 20 % unterhalb der der anderen Betriebszustände.

In Tabelle 5.8 sind die prozentualen Geschwindigkeitsabweichungen des Mittelwertes und der dazugehörigen Standardabweichungen für die untersuchten Betriebszustände aufgelistet. Referenziert wurden die Massenströme bei 3 und 4 kg/min hier auf die Werte bei 2 kg/min:

$$\frac{v_i}{v_{2\text{kg/min}}} = \left| \left(\frac{\dot{m}_i}{\dot{m}_{2\text{kg/min}}} v_{2\text{kg/min}} - v_i \right) \cdot \frac{100\%}{\left(\frac{\dot{m}_i}{\dot{m}_{2\text{kg/min}}} v_{2\text{kg/min}} \right)} \right| \quad (5.2)$$

Tabelle 5.8: Prozentuale Abweichung des Mittelwertes und der Standardabweichung bei einem Massenstrom von 3 bzw. 4 kg/min zum Fall bei 2 kg/min.

Massenstrom / Ventilhub	Mittelwert	Standardabweichung
3 kg/min, 5 mm	0,4 %	8,7 %
4 kg/min, 5 mm	19,7 %	28,0 %

Die zugrundeliegenden Messwerte sind über eine zeitliche und räumliche Mittelung der bereits gezeigten Beträgsfelder gebildet worden (s. Abbildung 5.26). Unter Berücksichtigung einer geringfügig variierenden Dichte zwischen den Messungen, ergibt sich für einen Massenstrom von 4 kg/min eine Differenz von $\Delta\dot{m} = 0,38 \text{ kg/min}$. Aufgrund der signifikanten Abweichung fließt dieser Fall nicht weiter in die Untersuchung

der Einlaufströmung mit ein. Da der Massenstrom während der Messung nicht direkt abgelesen werden konnte, lässt sich die Ursache für die enorme Diskrepanz im Nachgang nur schwer einordnen. Vermutlich wurde die Abweichung im Massenstrom aber durch eine verringerte Betriebsstabilität des Gebläses bei hohen Drehzahlen verursacht.

Obgleich die räumliche Ausbildung des Jets senkrecht zur Messebene nicht erfasst wird, ist hier davon auszugehen, dass sich das Strömungsfeld unabhängig vom Massendurchsatz nahezu identisch über den Ringspalt der Einlassventile ausprägt. Wäre hingegen eine stärkere räumliche Interaktion der Strömungen zwischen den Einlassventilen für das Ergebnis verantwortlich, müsste sich dies zudem in einer höheren und andersartig ausgebildeten Standardabweichung widerspiegeln. Ein Strömungseinfluss der hier nicht direkt mitgemessenen „kurzen Einlassventilseite“ kann hier jedoch nicht ausgeschlossen werden.

Die Ablösung der Einlaufströmung an der Ventilkontur und am Ventil Sitz des Zylinderkopfes führt hier in den Randbereichen zu Gebieten hoher Geschwindigkeitsschwankung. Die bereits in Abbildung 5.25 angemerkte Interaktion der Einlaufströmung mit dem Zylinderkopf findet sich hier in einer hohen lokalen Standardabweichung wieder. Das auslassseitige Auftreffen der Strömung gegen die Zylinderwand ist hingegen gleichgerichtet und deshalb lediglich dem Betrag und der Strömungsrichtung des Mittelwertes zu entnehmen. Die sich in Einlassrichtung ausbildende Walzenströmung verweilt positionsstabil im zentralen oberen Drittel des Bildausschnitts. Allgemein zeigt sich der turbulente Charakter der Einlaufströmung in der hohen Standardabweichung, die sich vom Mittelwert nur um den Faktor zwei unterscheidet.

Neben den Mittelwerten und Standardabweichungen, die Aufschluss über die örtliche Ausbildung der Einlaufströmung, deren Geschwindigkeitsmagnitude und Schwankungsanteil geben, werden im nächsten Schritt vertikale Geschwindigkeitsprofile aus den aufgezeigten Statistiken extrahiert. Die Profile ermöglichen in der weiteren Abfolge einen umfassenderen, da direkteren Vergleich der räumlichen Strömungsbildung zwischen den Messreihen. Abbildung 5.27 zeigt die untersuchten Schnittebenen und die daraus gewonnenen Geschwindigkeitsprofile.

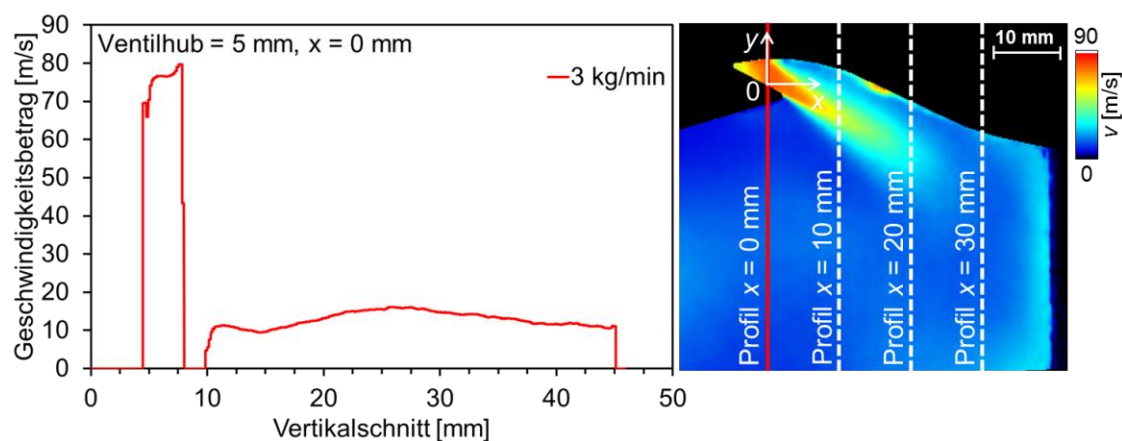


Abbildung 5.27: Vertikalschnitt durch das mittlere Geschwindigkeitsfeld an der Ventildichtkante (Profil $x = 0$ mm, links). Gewählte Schnittebenen (Profile) in den Mittelwerten und Standardabweichungen (rechts).

Die Geschwindigkeitsprofile starten unabhängig vom untersuchten Massenstrom und Ventilhub, jeweils an der durch die Geometrie des Ventils vorgegebene Kante am Ventiltellerrand. Der Koordinatenursprung wurde dabei im Vorfeld über Rohbilder ermittelt und im Anschluss mithilfe der verwendeten Bildbearbeitungssoftware an die gleiche Position gesetzt. Die in Abbildung 5.28 aufgeführten Profile sind jeweils über eine Breite von vier Interrogationsfenster ($\Delta x = 2,9$ mm) gemittelt und in einem Abstand von 10 mm in x -Richtung extrahiert worden.

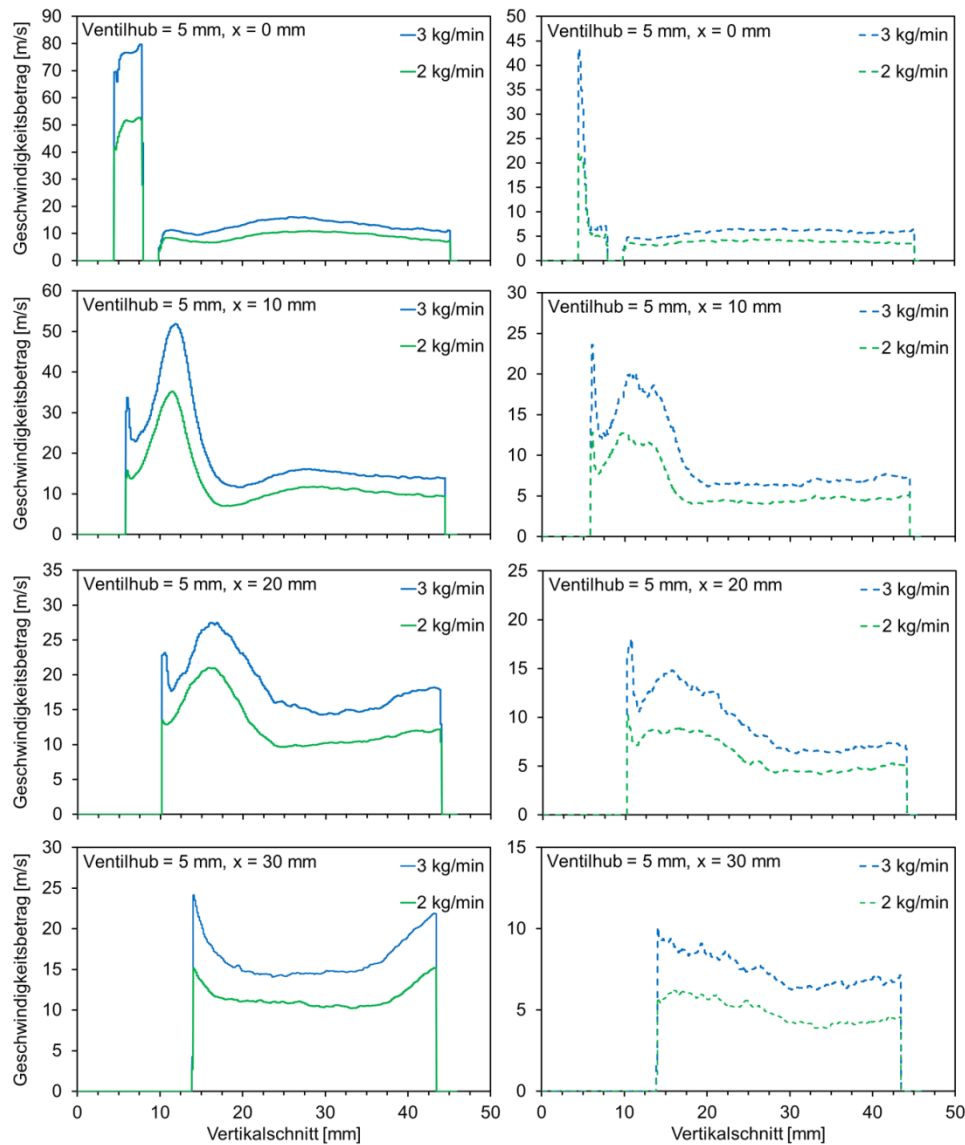


Abbildung 5.28: Geschwindigkeitsprofile entlang der Einstromrichtung. Mittelwerte und Standardabweichungen für verschiedene Massenströme bei konstantem Ventilhub.

Vergleicht man die räumliche Ausprägung der Jets miteinander, so zeigen beide Fälle einen nahezu gleichen Verlauf entlang der y -Achse auf. Dieser Trend setzt sich in den nachfolgenden Profilen fort. Dabei nähert sich der Kern des Jets, aufgrund turbulenter Mischung und wandnahe Interaktionen, der Magnitude der globalen Walzenströmung an. Die Geschwindigkeitsgradienten nehmen dementsprechend in x -Richtung ab und gleichen sich dem rezirkulierenden Strömungsfeld an. In den wandnahen Bereichen zeigt sich ein geläufiges Bild. Hier folgt die Strömungsgeschwindigkeit zwar dem globalen Trend, wird aber nicht im gleichen Maße verzögert wie der Rest des Einlassjets. Rein physikalisch lässt sich dieser wandnahe Effekt aufgrund der Haftbedingung an der Oberfläche (bzw. in der Grenzschicht) nicht erklären. Eine umfangreiche Kontrolle der Datenbasis konnte jedoch wandnahe Artefakte in der Messung als Ursache ausschließen. Aufgrund der starken Einschnürung der Einlaufströmung im Ventilsplatt ist davon auszugehen, dass es entlang des Strömungsquerschnittes zu stark lokalen Druckgradienten kommt, die ein Ansaugen des Einlassjets an das Brennraumdach bewirken. Der Conadä-Effekt verursacht dabei (möglicherweise) die im Geschwindigkeitsmittel zu findende wandnahe Geschwindigkeitsspitze. Der Conadä-Effekt beschreibt allgemein die Tendenz eines Gasstrahls oder einer Flüssigkeitsströmung an einer konvexen Oberfläche entlangzulaufen, anstatt der Theorie folgend abzulösen und sich in der ursprünglichen Fließrichtung des Jets weiterzubewegen [217].

Die hohe Standardabweichung lässt sich durch den Abriss der Einlaufströmung am Ventilchaft und am Ventilsitz erklären, der für eine räumliche und zeitliche Varianz in der Ausbildung kohärenter Strömungsstrukturen am Einlass sorgt. Die Transienz des Einlassjets führt dabei zu einer hohen Standardabweichung am Zylinderkopf, die in der gleichen Größenordnung wie das mittlere Strömungsfeld liegt. Zudem ist durch den stark ausgeprägten dreidimensionalen Charakter der Einlaufströmung davon auszugehen, dass von außerhalb auf die Messebene einwirkende Strömungseinflüsse das Einstromverhalten überlagern. So könnte beispielsweise die Ausbildung der Einlaufströmung am zweiten Einlassventil die Einstrombedingungen innerhalb des Detektionsbereich beeinflussen. Zusätzlich strömen beide Einlassjets über die gesamte räumlich freigegebene Querschnittsfläche in den Zylinder. Interaktionen in alle Raumrichtungen sind somit anzunehmen.

Um das gezeigte Einstromverhalten besser einordnen und bewerten zu können, wird es im Folgenden mit einem vergleichbaren Fall aus der Theorie verglichen. Als Referenzfall dient hier in erster Näherung der planare turbulente freie Jet, der sich in Strömungsrichtung wie in Abbildung 5.29 illustriert ausbildet. Die isobare Unterschallströmung strömt in x -Richtung aus einem Schlitz der Höhe $2b_0$ (b) frei in die Umgebung und bildet nach einer Einlaufänge x_0 die in (a) und (c) dargestellten selbstähnlichen Geschwindigkeitsprofile aus [218].

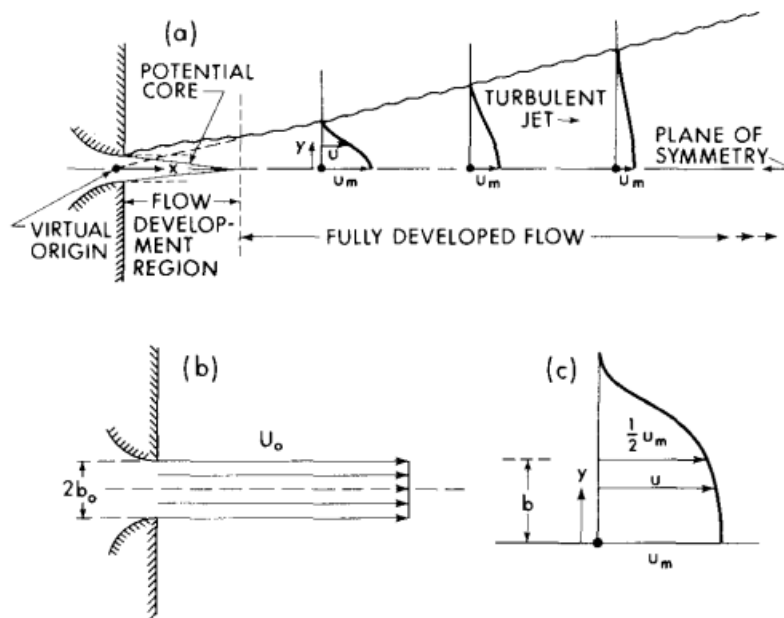


Abbildung 5.29: Der planare turbulente freie Jet [218]. Ausströmverhalten des Jets mit Beschreibung der charakteristischen Längen für den Fall einer isobaren Unterschallströmung.

Experimentelle Untersuchungen zum Einstromverhalten des Freistrahls in die Umgebung [219] zeigten eine Geschwindigkeitsverteilung entlang der Symmetrieebene, die durch [220] mathematisch wie folgt beschrieben wurde:

$$\frac{U_m}{U_0} = \frac{3.78}{\sqrt{\frac{x}{b_0}}} \quad (5.3)$$

- U_0 : Ausströmgeschwindigkeit in der Ausbildungszone
- x : Entfernung zur Düse
- U_m : Geschwindigkeit in der Entfernung x von der Düse
- b_0 : Halbe Schlitzhöhe

Um die experimentellen gewonnenen Messdaten mit der Theorie vergleichen zu können, werden die Geschwindigkeiten entlang der Symmetrieebene des Jets (Hauptströmungsrichtung) extrahiert und auf die Ausströmgeschwindigkeit in der Ausbildungszone normiert. Die Distanzen der Geschwindigkeiten zur Ausbildungszone werden dabei zudem auf den halben Ventilsplatt normiert. Die resultierenden dimensionslosen Verläufe sind Abbildung 5.30 zu entnehmen (links). Neben den Messwerten finden sich auch hier die Erwartungswerte nach Formel 5.3.

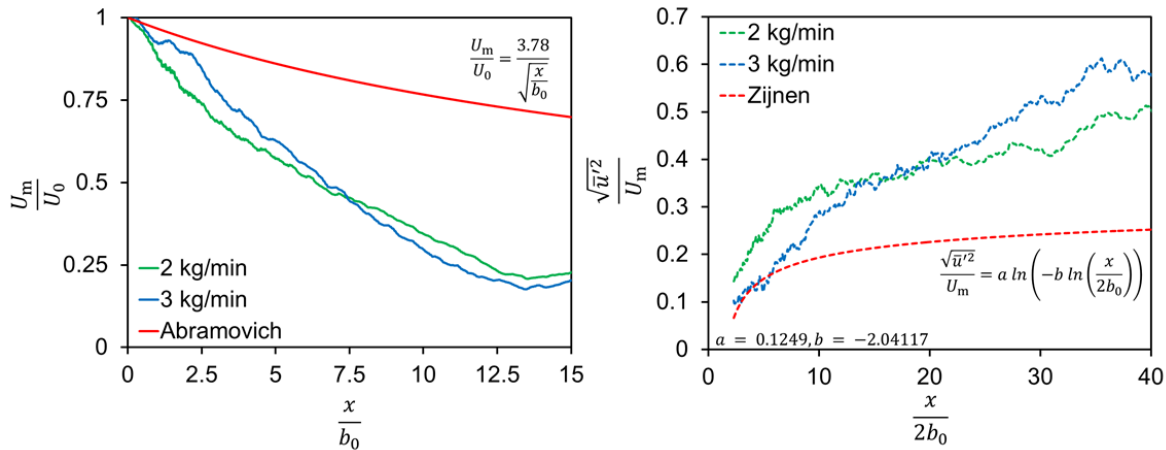


Abbildung 5.30: Entwicklung der Strömungsgeschwindigkeit mit steigender Entfernung zum Ventilsplatt. Gemessenes (grün, blau) und theoretisches Verhalten (rot) der mittleren Geschwindigkeit entlang der Symmetrieachse (links). Entwicklung der Schwankungsgeschwindigkeit mit steigender Distanz zum Ventilsplatt und identischer Farbgebung (rechts).

Da die Versuchsbedingungen nicht den Referenzbedingungen entsprechen (Ventiljet ist kein planarer Jet), weichen die Kurvenverläufe in ihrer Magnitude deutlich voneinander ab (links). Trotz der nicht-isobaren Einlaufbedingung, einer rezirkulierenden Hauptströmung und erheblicher Abweichungen in der Versuchsgeometrie (Wand senkrecht zur Einströmrichtung und oberhalb der Symmetrieebene), gleichen sich die Formen der Kurvenverläufe aber dennoch bis zu einer Eindringtiefe von 30 mm. Der stärkere Abfall innerhalb der Messung steht dabei im Einklang mit den abweichenden Versuchsbedingungen und ist über höhere Reibungsverluste durch Strömungs-, Grenzschicht- und Wandinteraktion zu erklären. Der auf der rechten Seite abgebildete Verlauf der normierten Schwankungsgeschwindigkeit unterstreicht diese Schlussfolgerung. Im Vergleich übersteigen die Geschwindigkeitsschwankungen hier die über die Theorie des Freistrahls errechneten Werte deutlich. Die für die theoretische Abschätzung benötigte Fit-Funktion wurde dabei über einen experimentellen Datensatz bestimmt [221] und ist der Abbildung rechts zu entnehmen.

Im nächsten Auswerteschritt wurden 50 aufeinanderfolgende Strömungsfelder in Bezug auf die Eindringtiefe und räumliche Ausprägung der Einlaufströmung über einen schwellwertbasierten Segmentierungsprozess untersucht. Abbildung 5.31 illustriert die Auswerteprozedur über die definierte Anpassung des Minimal- und Maximalwertes der Farbpalette. Der Schwellwert wurde dabei aus dem Mittelwert des Geschwindigkeitsbetrags über einen etwa $2 \times 2 \text{ mm}^2$ großen zentralen Bereich senkrecht zum Ventiltellerrand gebildet (Abbildung 5.31 links unten, grünes Rechteck). Die resultierende Geschwindigkeit diente im Folgenden als Maximalwert der Farbpalette, 90% des Wertes markierten hier die untere Grenze der Skalierung. In die nachfolgende Statistik fließen nur kohärente Strömungsstrukturen ein, d.h. zusammenhängende Strukturen, die sich ab dem Koordinatenursprung durchgängig innerhalb der gesetzten Geschwindigkeitsgrenzen in den Zylinder bewegen. Die Auswerteprozedur soll in diesem Zusammenhang Aufschluss über die Länge der turbulenzproduzierenden Strukturen innerhalb der Einlaufströmung geben. Diese entsprechen grob den Abmaßen Einlassjets (lokale Dicke und Länge der auftretenden kohärenten Strukturen) und werden über das integrale Längenmaß beschrieben (s. Kap. 2.1.3) [1]. Nach [8] liegen diese Strukturen am unteren Ende des Inertialbereichs, also bei kleinen Wellenzahlen.

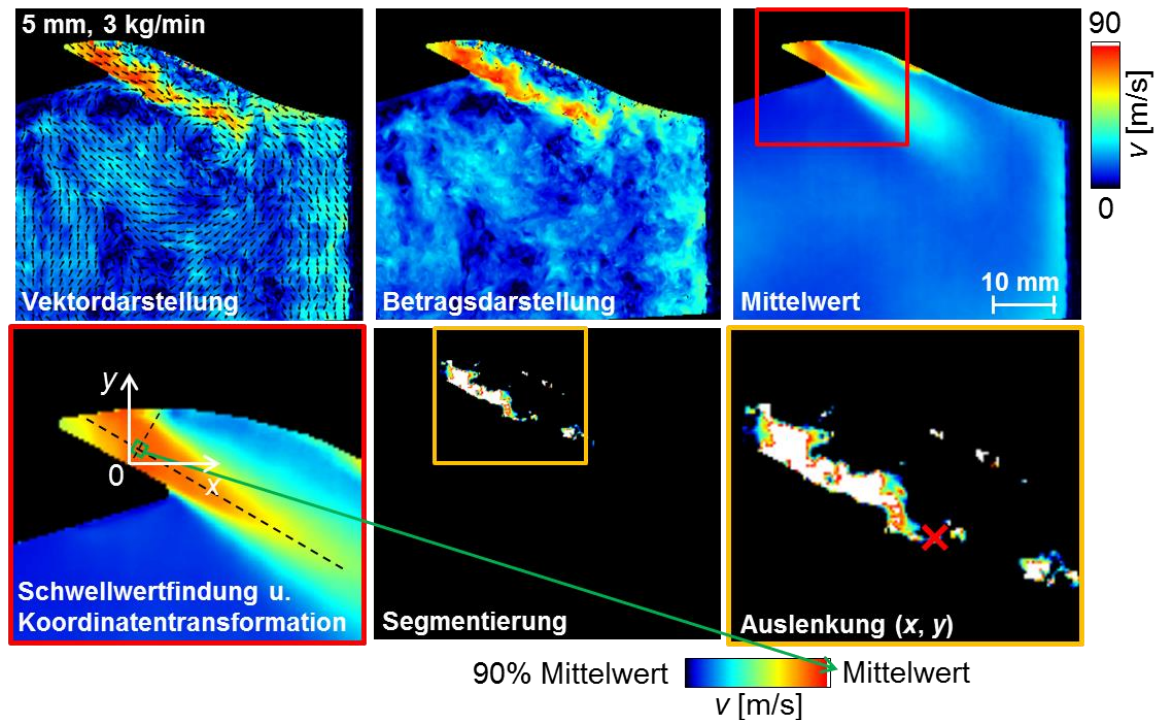


Abbildung 5.31: Auswerteprozedur zur Bestimmung der Eindringtiefe und Auslenkung des Jets über eine schwellwertbasierte Segmentierungsstrategie.

Abbildung 5.32 zeigt die Auslenkung der Einlaufströmung für die Variation des Massenstroms. Die Maximalauslenkung einer kohärenten Strömungsstruktur wird dabei als Kreuz im Diagramm hinterlegt.

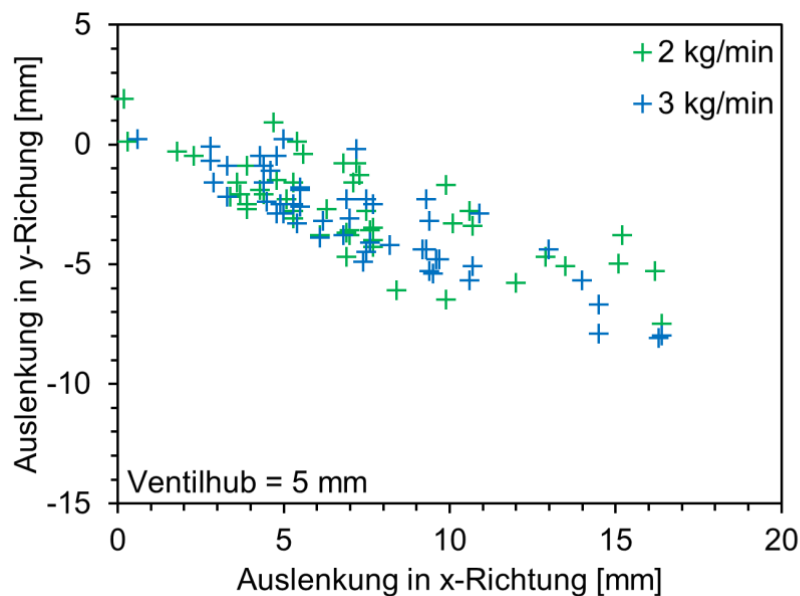


Abbildung 5.32: Eindringtiefe des Einlassjets für variierende Massenströme.

Die Penetrationstiefe der untersuchten Einlassjets unterscheidet sich in beiden Fällen kaum voneinander und deckt sich somit mit den bereits aufgezeigten Ergebnissen. Trotz des abweichenden Eintrags an kinetischer Energie liegt die räumliche Ausbildung senkrecht zur Strömungsrichtung ebenfalls auf einem vergleichbaren Niveau und entspricht hier dem Einlassventilhub ($\Delta y = 5 \text{ mm}$). Die Einlassströmung breitet sich ventilhnahe unter einem Winkel von circa 45° im Ventilsplatt aus (im Schatten des Einlassventils), bevor die rezirkulierende

großskalige Walzenbewegung nach etwa 5 mm in x -Richtung mit dem Jet interagiert. Die maximale Eindringtiefe liegt in beiden Fällen bei circa 16 mm in x - und 8 mm in y -Richtung (der Betrag entspricht 17,8 mm). Das integrale Längenmaß wird somit grob auf 5–18 mm abgeschätzt.

Um die prozentualen Energieanteile räumlich und zeitlich stochastisch wiederkehrender kohärenter Strömungsstrukturen (Moden) bestimmen zu können, wurde zudem eine Proper Orthogonal Decomposition durchgeführt (s. Kap. 4.5.2). Abbildung 5.33 zeigt den prozentualen Anteil der kinetischen Strömungsenergie (nach Abzug des mittleren Strömungsfeldes vor der POD, s. Kap. 4.5.2.1) einer Mode an der kinetischen Gesamtenergie des Strömungsfeldes. Die Darstellung entspricht der Gewichtung der RANS-Turbulenz über die einzelnen Basisfunktionen, also den in den instantanen Strömungsfeldern enthaltenden Strömungsstrukturen [184]. Jede Mode repräsentiert somit einen Energieanteil, der in Summe der Gesamtenergie des Systems nach Subtraktion des Mittelwertes entspricht. Die hier dargestellte Energieverteilung entlang der Moden beinhaltet demnach nur den „zerlegten“ Schwankungsanteil der Geschwindigkeit (s. Kap. 4.5.2).

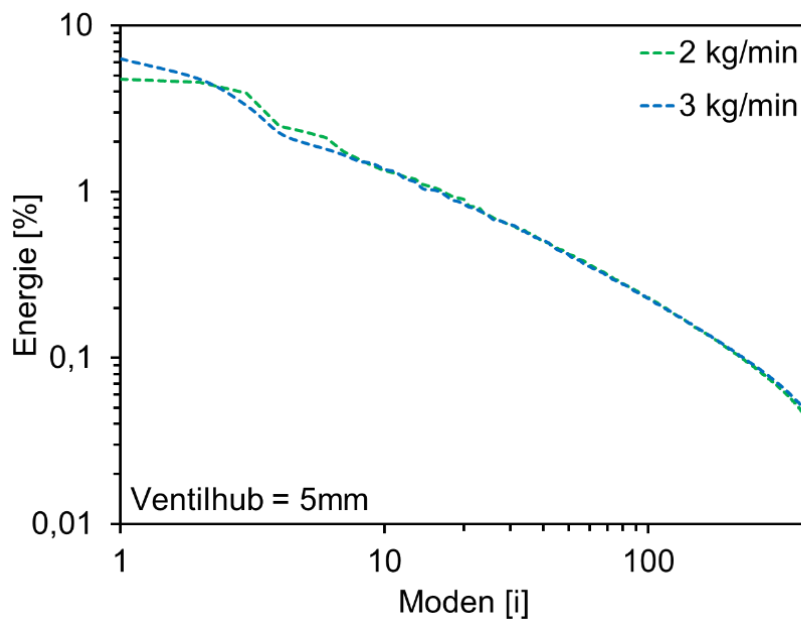


Abbildung 5.33: Prozentualer Energieanteil der Moden nach der POD.

Das Diagramm zeigt eine nahezu identische prozentuale Energieverteilung über die Basisfunktionen der Messserien. Die Startwerte liegen in beiden Fällen in der gleichen Größenordnung und belaufen sich auf 6,4 bzw. 4,5%. Da die Energiegewichtung über den Modenverlauf die Verteilung der RANS-Turbulenz auf die verschiedenen Basisfunktionen widerspiegelt, kann festgehalten werden, dass das Ausgangsniveau der Turbulenz für einen Massenstrom von 3 kg/min höher ist als das bei 2 kg/min. Aufgrund der geringfügigen Differenzen ist jedoch von einem ähnlichen relativen Schwankungsniveau zwischen den Betriebszuständen auszugehen. Die Positionsstabilität der kohärenten stochastischen Strömungsstrukturen sollte somit annähernd gleich sein, wenn auch von einem leicht instabileren Verhalten der ersten Mode bei Massenstrom von 3 kg/min auszugehen ist. Die mittels POD gewonnenen Informationen decken sich mit den bereits gewonnenen Erkenntnissen eines mit dem Massenstrom skalierenden Betriebsverhaltens. Der durch Messungenauigkeiten verursachte Energieanteil (z.B. Kamerarauschen) kann ebenfalls dem Diagramm entnommen werden [184] und beläuft sich hier auf wenige Zehntelprozent. Die räumliche Ausbildung der mit den Messungenauigkeiten assoziierten Strömungsstrukturen (Moden) ist dabei chaotisch, da sie einen Offset auf das reale Strömungsfeld darstellen. Das Kamerarauschen wirkt sich jedoch bereits auf die Intensitätsverteilung der Doppelbelichtung aus und beeinflusst somit die Güte der Kreuzkorrelation, die sich wiederum auf Präzision der Geschwindigkeitsmessung bestimmt.

Die räumliche Ausprägung der ersten vier Basisfunktionen ist Abbildung 5.34 zu entnehmen. In diesem Zusammenhang wird noch einmal darauf hingewiesen, dass nicht jede Mode eine individuelle kohärente Strömungsstruktur abbildet.

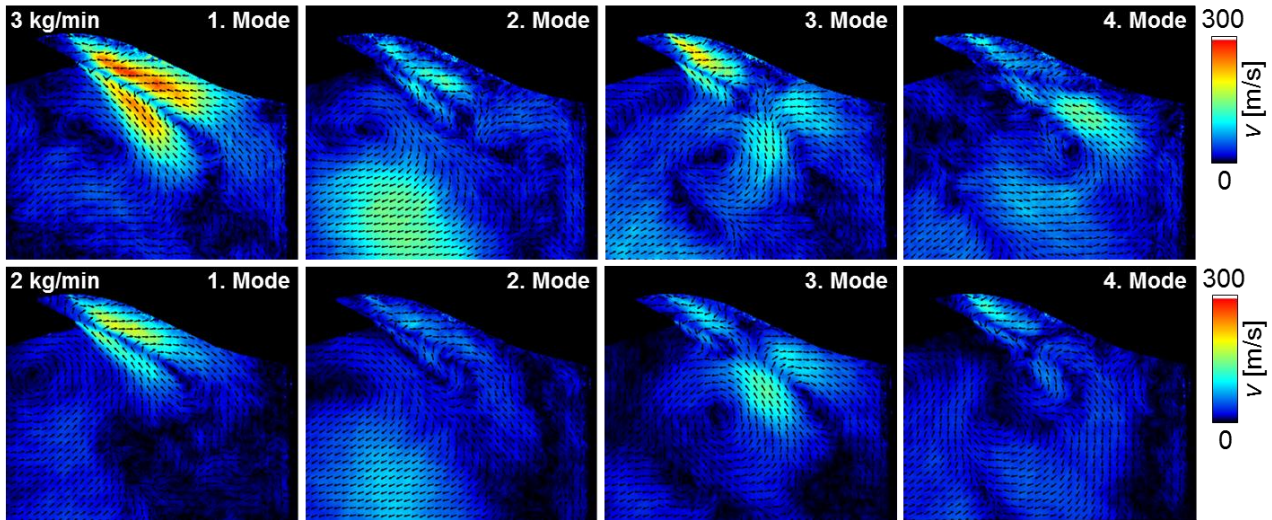


Abbildung 5.34: Räumliche aufgelöste Eigenmoden zur untersuchten Variation des Massenstroms.

Qualitativ betrachtet besitzen die Moden 1–4 eine vergleichbare Grundstruktur bei variierendem Massenstrom. Die stärksten Gradienten sind dabei aufgrund der instationären Ausbildung der Einlassströmung, um den Einlassjet bzw. die Hauptachse zu finden (1. Mode). In der Peripherie der gerichteten, aber höchst transienten Einlaufströmung, kann mithilfe der Modendarstellung eine eindeutige Interaktion mit dem Brennraumdach nachgewiesen werden. Abhängig von der Messreihe verändern sich neben der Magnitude der jeweiligen Mode nur Nuancen innerhalb der Gewichtung der Strömungsstrukturen. Während der Maximalwert der ersten, energiereichsten Mode für einen Massenstrom von 3 kg/min bei circa 300 m/s am Einlassventil liegt, erreicht die Mode bei 2 kg/min „lediglich“ Geschwindigkeiten von circa 200 m/s. Dies bestätigt die bereits angeführte Vermutung einer räumlich und zeitlich stabileren kohärenten Strömungsstruktur (in der ersten Mode) bei einem Massenstrom von 2 kg/min. Das kompakte Wirbelzentrum unterhalb des Einlassventils sowie die sich hauptsächlich auf der Auslassseite über 2/3 des Bohrungsdurchmessers ausbildenden gradientenreichen Strömungsgebiete in der rezirkulierenden Grundstruktur bestärken diesen Ansatz. Die Absolutwerte innerhalb der räumlichen Ausbildung liegen bei 3 kg/min also deutlich oberhalb der bei 2 kg/min, skalieren aber relativ zueinander in sehr guter Übereinstimmung (s. Abbildung 5.33). Beide Betriebszustände zeigen ähnliche großflächige Strömungsstrukturen im Zylinder sowie lokale Modenstruktur am Zylinderkopf auf. Diese Beobachtungen decken sich mit den Standardabweichungen aus Abbildung 5.26 und mit den extrahierten Geschwindigkeitsprofilen (s. Abbildung 5.28).

Da sich mit der Strömungsgeschwindigkeit ebenfalls die Reynolds-Zahl in den Einlasskanälen ändert, kommt es bereits am Ventilschaft zu einer veränderten Strömungsablösung und damit Jetausbildung. Variationen in der modalen Energieverteilung können daher auch von einlassinduzierte Schwankungen zurückgeführt werden. Da die Ablösefrequenz über die Strouhal-Zahl (s. Formel 5.4) mit dem Massenstrom gekoppelt ist, wird hier ebenfalls von einem verknüpften Effekt auf die modale Energieverteilung ausgegangen. Leider konnte dieser Effekt in den durchgeführten Messungen wegen der beschränkten optischen Zugänglichkeit am Einlass nicht bildgebend erfasst und somit nachweisen werden.

$$Sr = \frac{fl}{u} \quad (5.4)$$

Sr : Strouhal-Zahl

- f : Wirbelablösefrequenz
 l : Größe des umströmten Hindernisses
 u : Strömungsgeschwindigkeit

Die bei der Zerlegung (POD) eines Vektorfeldes entstehenden Koeffizienten (Eigenwerte) geben Aufschluss über die Stärke der Korrelation zu einer spezifischen Strömungsstruktur (Mode). Infolge der im Vorfeld durchgeführten Subtraktion des Mittelwertes von den Einzelfeldern entspricht die erste Mode hier den Schwankungen der Strömung um die Hauptachse. Liegt der Koeffizient der ersten Moden eines Strömungsfeldes bei „null“, entspricht die Ausbildung der Strömungsstruktur der ersten Mode dieses Vektorfeldes der Ausbildung der Hauptströmungsstruktur (Hauptachse).

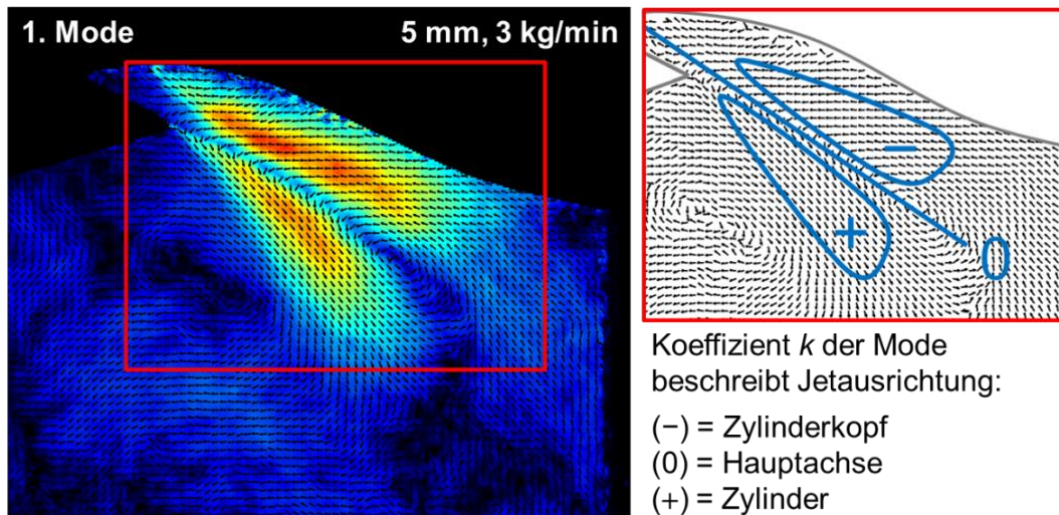


Abbildung 5.35: Auswertebereich der POD (links). Räumliche Separierung kohärenter Strömungsstrukturen mithilfe der POD-Koeffizienten (Vorzeichen und Magnitude) für die erste Mode (links).

Nach der POD-Analyse der Messungen ergibt sich der in Abbildung 5.35 dargestellte Zusammenhang zwischen den errechneten Koeffizienten und der räumlichen Ausprägung der kohärenten Strömungsstruktur in den Einzelfeldern (rechts). Über eine Eigenwertanalyse kann somit eine Fallunterscheidung durchgeführt werden, die die lokale Ausrichtung der Strömung am Einlass beschreibt. Die Stärke der Abweichung zur Strömungsstruktur der Hauptachse ist dabei dem Wert des Koeffizienten zu entnehmen.

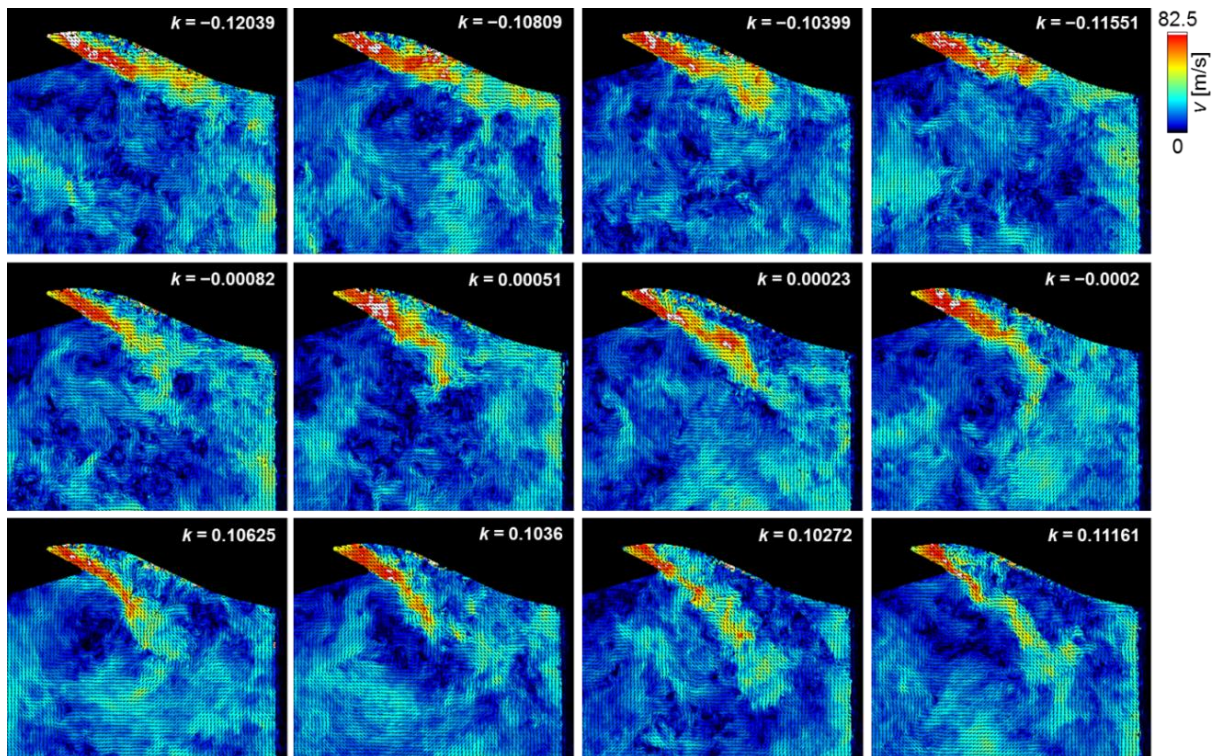


Abbildung 5.36: Fallunterscheidung zur räumlichen Jetausrichtung über die Eigenwerte der POD, durchgeführt an Vektorfeldern bei 5 mm und 3 kg/min.

Die räumliche Ausbildung der kohärenten Strömungsstrukturen am Einlass lässt sich somit über die POD-Koeffizienten bestimmen (s. Abbildung 5.36). Die hier aufgezeigten Beispiele greifen dabei die kleinsten und größten Koeffizienten der Berechnung sowie Werte um null (Hauptachse) auf. Eine Verknüpfung dieser Koeffizienten mit simultan aufgezeichneten Druckwerten vor dem Einlassventil könnte in diesem Kontext Aufschluss über eine mögliche Korrelation zwischen den Druckrandbedingungen am Einlass und der räumlichen Ausbildung des Einlassjets im Zylinder ergeben. Die Fragestellung, ob sich Störungen im Einlasskanal (beispielsweise hervorgerufen durch einen Drucksprung) in den Brennraum fortpflanzen und dort das Strömungsfeld beeinflussen, könnte so detailliert untersucht und möglicherweise beantwortet werden.

Abbildung 5.37 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Eigenwerte (1. Mode) über die Messserien. Mithilfe der Auswertung soll abschließend geklärt werden, welches Einstromverhalten für die untersuchten Betriebsbedingungen am wahrscheinlichsten ist. Da bis dato lediglich Aussagen zur räumlich Magnitude (Geschwindigkeit und der Standardabweichung sowie Energieeintrag) der kohärenten Strukturen getroffen wurden, wird nun untersucht welche Ausrichtung um die Hauptachse hier im Einzelfall die bevorzugte ist. Zwar basieren die errechneten Koeffizienten auf der räumlichen Ausprägung eben dieser Hauptachsen, die in beiden Fällen zudem nicht identisch sind, nichtsdestotrotz kann über geeignete Auswerteverfahren (Histogramme, Breiten der Normalverteilung, kumulierte Häufigkeiten) bestimmt werden inwieweit sich statistische Kenngrößen zwischen den Messungen verschieben.

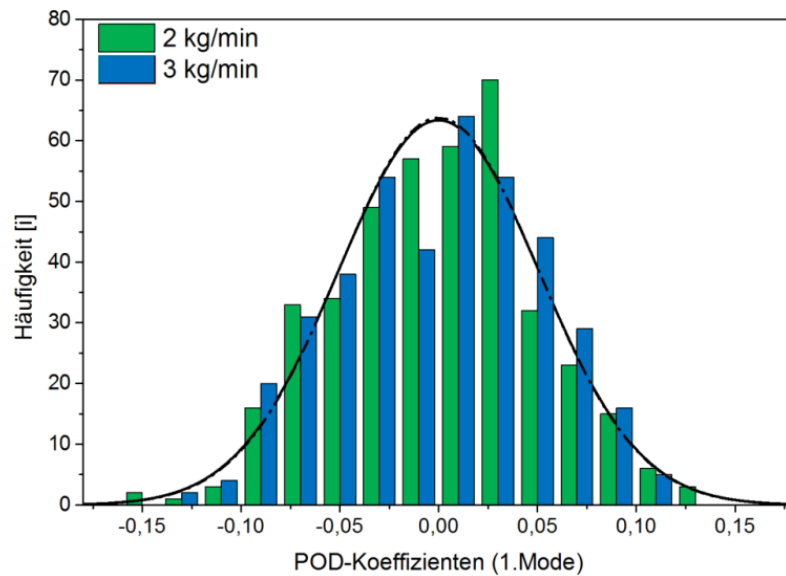


Abbildung 5.37: Häufigkeitsverteilungen der Eigenwerte (1. Mode) innerhalb des Auswertfensters (s. Abbildung 5.35).

Die Häufigkeitsverteilungen der Eigenwerte liegen in beiden Fällen gaußförmig und nahezu symmetrisch zur Hauptachse (Schwerpunkt der Normalverteilung bei null). Die Breite der Verteilung unterscheidet sich zudem kaum voneinander und reicht über ein Bereich von $-0,15$ – $0,125$. Die Maximalwerte liegen bei $0,025$, was für eine häufiger auftretende Instationarität in Richtung des „Zylinders“ spricht (s. Abbildung 5.35, rechts). Da die Breiten der Häufigkeitsverteilungen nahezu identisch sind, wird auch hier die Unabhängigkeit der stochastisch wiederkehrenden kohärenten Strömungsstrukturen vom Massenstrom bestätigt.

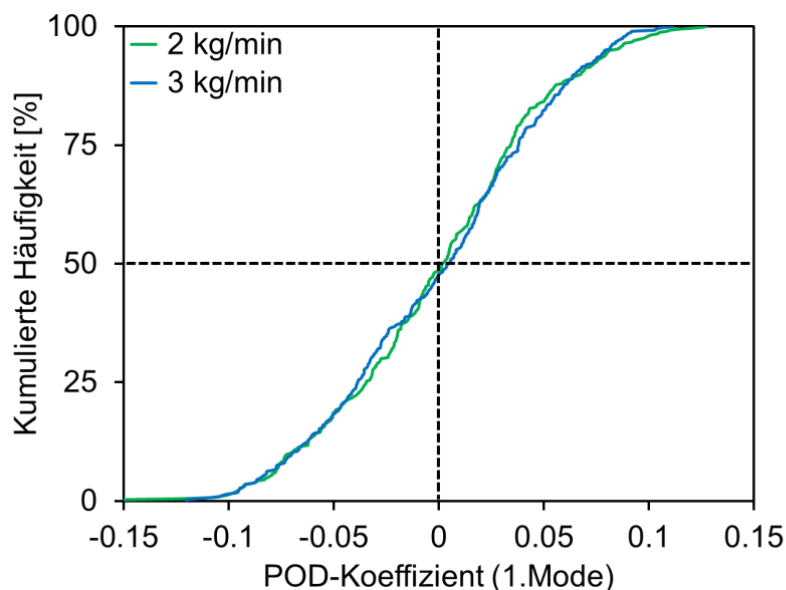


Abbildung 5.38: Kumulierte Häufigkeitsverteilungen der Eigenwerte für die untersuchten Betriebsbedingungen.

Die Analyse der kumulierten Häufigkeitsverteilungen unterstreicht das bereits beschriebene Verhalten einer symmetrischen Jetausbildung um die Hauptachse. Für den größeren der beiden Massenströme verschiebt sich die Verteilung hier lediglich um circa 3 % in Richtung positiver Werte.

Nach Variation des Massenstroms und umfassender Analyse der Messergebnisse wurde in weiteren Experimenten eine Parametervariation zum Ventilhub durchgeführt. Abbildung 5.39 zeigt die ermittelten Mittelwerte und Standardabweichungen für einen Ventilhub von 3, 5 und 7 mm. Die zugrundeliegende Statistik umfasst ebenfalls 400 Doppelbelichtungen, die mit einer Aufnahme Frequenz von 15 Hz bei einem konstanten Massenstrom von 3 kg/min aufgenommen wurden.

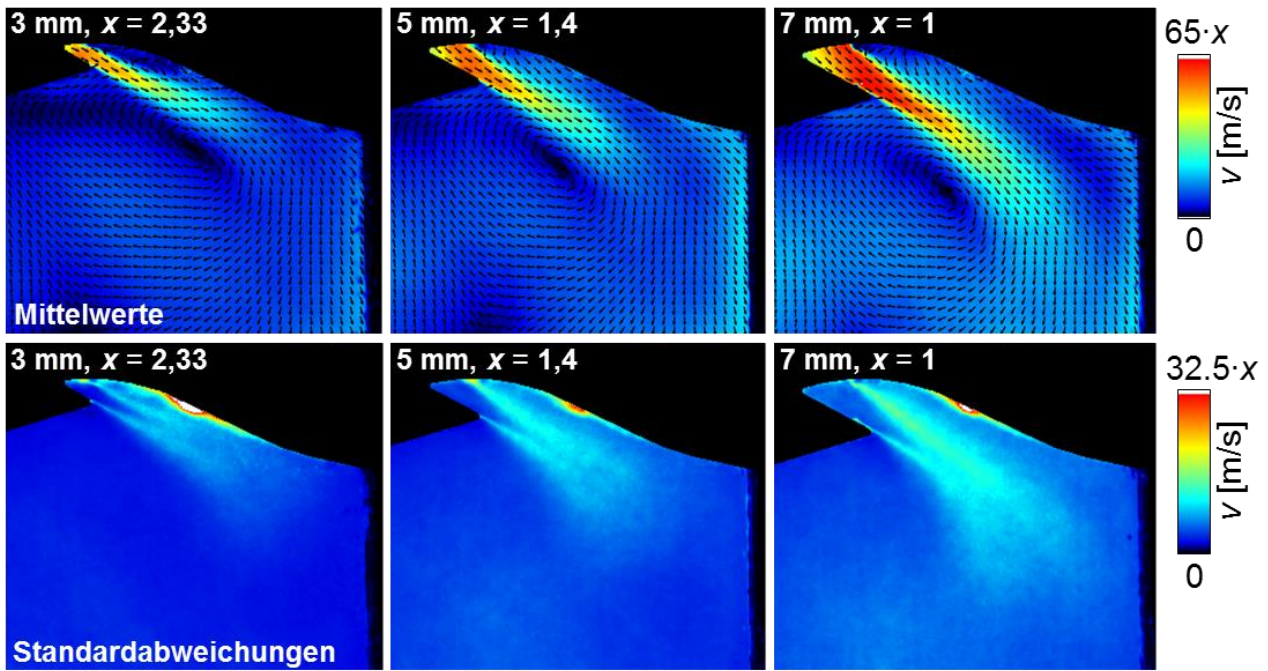


Abbildung 5.39: Mittelwert und Standardabweichung über 400 Einzelvektorfelder bei konstantem Massenstrom und verändertem Ventilhub.

Die Geschwindigkeitsfelder sind zur besseren Vergleichbarkeit zwischen den Fällen über einen Skalierungsfaktor x auf das mittlere Geschwindigkeitsfeld bei einem Ventilhub von 7 mm angepasst worden. Die betreffenden Skalierungsfaktoren sind dabei den x -Werten innerhalb der Strömungsfelder zu entnehmen. In erster Näherung wurde hier davon ausgegangen, dass die Strömungsgeschwindigkeit mit dem Ventilhub (bzw. der freigegebenen Querschnittsfläche) skaliert. Wegen der sich ändernden Drosselverluste am Einlass zeigt Abbildung 5.39 allerdings nicht ein linearskalierendes Verhalten in den dargestellten Mittelwerten auf.

Bei einem Ventilhub von 3 mm kommt es aufgrund des geringsten effektiven Strömungsquerschnitts zur ausgeprägtesten Einschnürung der Einlaufströmung im Ventilsplatt. Der Einlassjet strömt sehr stabil und tendenziell zum Brennraumdach gerichtet in den Zylinder ein (Coandă-Effekt). Die geringe relative Standardabweichung sowie deren räumliche Ausprägung am Einlassventil unterstreicht dies. Ferner könnte auch hier die Interaktion des stabilen Rezirkulationsgebietes (geringe Standardabweichung unterhalb des Jets) die Umlenkung des Einlassjets zum Zylinderkopf verursachen. Die hohe Standardabweichung am Dachbrennraum unterstreicht beide angeführte Thesen. Wandnahe Rezirkulationsgebiete am Ventilsitz führen zudem zu einer gegenläufigen Strömungsstruktur oberhalb des Jets. Die Durchschnittsgeschwindigkeiten liegen im Kern der Einlassströmung bei circa 125 m/s, die Standardabweichung um den Jet im Mittel bei etwa 10 m/s.

Für einen Ventilhub 5 mm folgt der Einlaufjet der Geometrie des Ventiltellers und strömt entlang der vorgegebenen Achse in Richtung auslassseitiger Zylinderwand. Die Geschwindigkeitsmagnitude skaliert hier mit dem vorangegangenen Fall bei einem Hub von 3 mm, wobei sich die Einlaufströmung deutlich breiter infolge der vergrößerten Querschnittsfläche im Ventilsplatt ausbildet. Trotz eines konstanten Massenstroms, scheint der Jet bei vergleichbarer Farbpalette tiefer in den Zylinder einzudringen (y -Richtung) und die auslassseitige Zylinderwand stärker anzuströmen. Zudem verschiebt sich das Zentrum der Walzenströmung leicht nach unten und weiter in die Mitte des Zylinders. Die Standardabweichung am Brennraumdach nimmt ab und verstärkt sich im Gegenzug in den Randbereichen der Einlaufströmung. Aufgrund der zunehmenden Schwankungsgeschwindigkeit ist im Umkehrschluss von einer instabileren Walzenstruktur im Zylinder auszugehen und dadurch von einem höheren Eintrag an turbulenter kinetischer Energie in das System. Bei einem Ventilhub von 7 mm erhöht sich die Geschwindigkeitsmagnitude überproportional. Infolge der angestiegenen freigegebenen Querschnittsfläche, bildet sich die Einlaufströmung noch breiter in Richtung Auslass aus und krümmt

sich mit zunehmendem Abstand vom Einlassventilteller zusehends in die Mitte des Zylinders. Dieses Verhalten führt zu einer Verschiebung des Walzenzentrums um 0,3 mm in x - und 3,4 mm in y -Richtung. Die sich aus dem Einlaufverhalten ergebende Standardabweichung ist dabei in der Peripherie des Einlassjets räumlich ausgeprägter.

Vertikale Geschwindigkeitsprofile (s. Abbildung 5.27) sollen im nächsten Schritt detailliertere Informationen über die räumliche Ausbildung des Einlassjets in Einstömrichtung liefern. Zudem ermöglicht diese Darstellung eine bessere Vergleichbarkeit der Messreihen. Die Profile starten unabhängig vom Ventilhub, an dem durch die Ventilgeometrie vorgegebenen Ventiltellerrand. Die in Abbildung 5.40 dargestellten Profile wurden auch hier über eine Breite von 2,9 mm in x -Richtung integriert und in einem horizontalen Abstand von 10 mm bestimmt (s. Abbildung 5.27).

Die Schnittdarstellungen verstärken den bereits über die räumliche Statistik gewonnen Eindruck einer nichtlinear skalierenden Strömungsgeschwindigkeit im Ventilsplatt. Während sich die Geschwindigkeiten im Jet innerhalb der Variation klar voneinander unterscheiden, liegen die Magnituden im Rezirkulationsgebiet der Walzenströmung ungefähr auf dem gleichen Niveau (20 m/s). Die räumliche Trennung zwischen Geschwindigkeitsspitze und ausladendem Plateau kommt auch hier durch das Einlassventil zustande. Der versetzte Verlauf der örtlichen Verteilung kann über den festen, sich mit dem Ventil bewegenden Koordinatenursprung erklärt werden, der sich abhängig vom Ventilhub zur Brennraumgeometrie verschiebt. Der Geschwindigkeitsverlauf entlang des Schnittes bei $x = 10$ mm zeigt für einen Ventilhub für 3 mm einen eindeutigen Kontakt zwischen Strömung und Brennraumdach. Die „bimodale“ bzw. gesplittete Verteilung der Maximalgeschwindigkeit ist ein Indikator für eine rezirkulierende Strömung am Zylinderkopf. Die wandnahe Spitzengeschwindigkeit hält sich mit einer Amplitude von über 80 m/s (bei 3 mm) bis zum Vertikalschnitt bei $x = 20$ mm. Ein Vergleich mit den orts aufgelösten Betragfeldern zeigt eine signifikante Interaktion zwischen Strömungsfeld und Wand, bis zu einem Abstand von $x = 23$ mm. Die Standardabweichungen zeigen ein ähnliches Bild auf. Der wandnahe Schwankungsanteil ist hier im Vergleich zu den anderen Betriebszuständen (5 und 7 mm) wesentlich höher, breitet sich räumlich aber nur geringfügig anders aus.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass sich die vom Jet induzierte großskalige Strömungsbewegung bei 3 mm, unabhängig von den stark fluktuierenden wandnahen Strukturen und den hohen Einlaufgeschwindigkeiten, global mit einer vergleichbaren Schwankung ausbildet wie die Strömungsfelder bei größeren Hüben. Bei einem Ventilhub von 7 mm ist zudem ein anderer Effekt zu beobachten, der auch in Abbildung 5.39 (wenn auch recht unscheinbar) zu erkennen ist. Die Standardabweichung für den Schnitt bei $x = 0$ mm zeigt hier eine deutliche Schwankungsspitze aufgrund an der Ventiltellerkante auf, die wahrscheinlich auf eine Strömungsablösung an gleicher Stelle zurückzuführen ist.

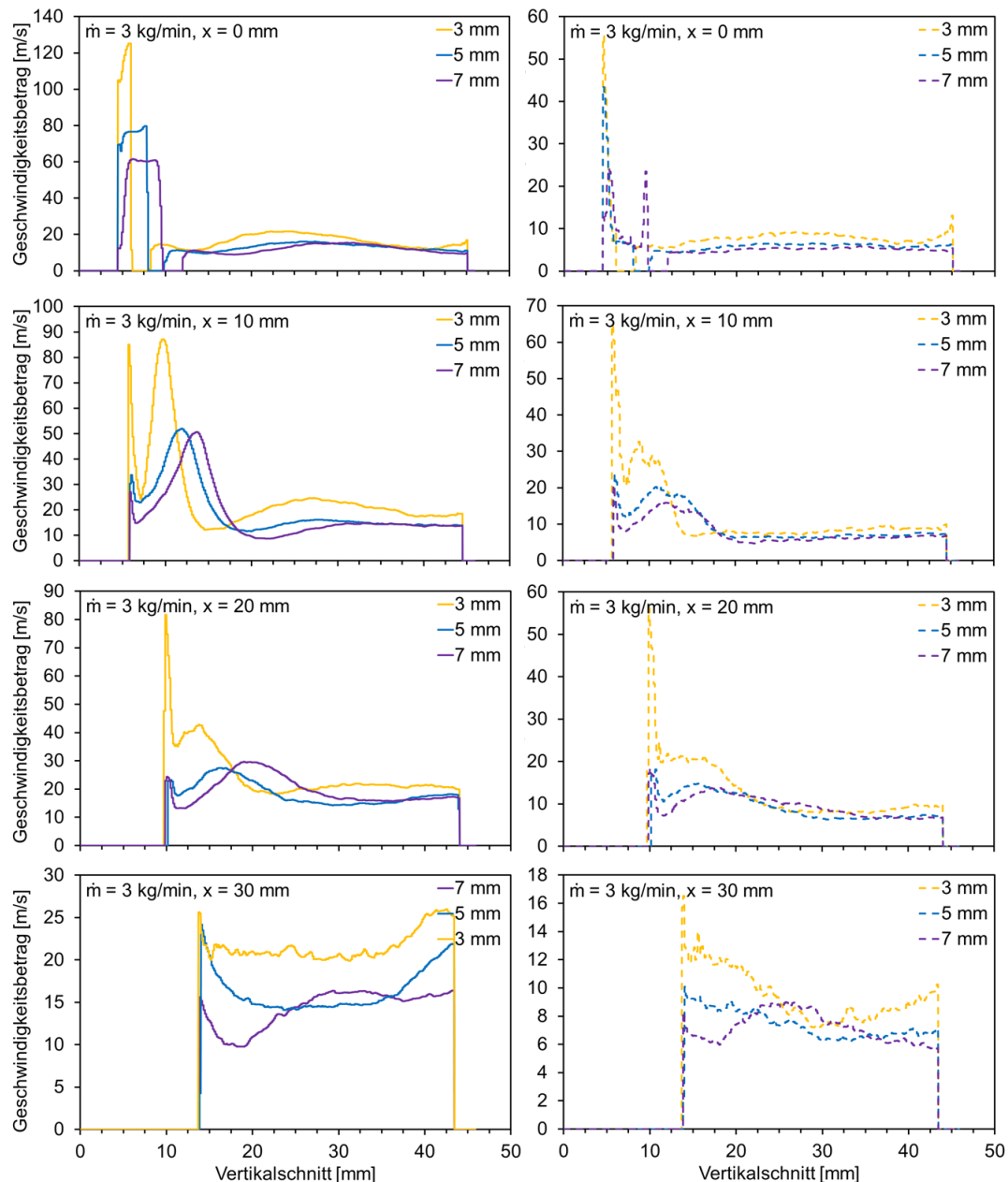


Abbildung 5.40: Geschwindigkeitsprofile entlang der Einströmrichtung. Mittelwerte und Standardabweichungen für verschiedene Ventilhübe bei konstantem Massenstrom.

Die bereits diskutierte globale Verschiebung des Strömungsfeldes mit zunehmendem Ventilhub in Richtung „Einlass“ lässt sich zudem recht gut in der Abfolge der Schnittdarstellungen erkennen. Mit zunehmender Querschnittsfläche knickt der Jet zusehends in y -Richtung ab und führt damit zu einer Verlagerung der Geschwindigkeitsanteile entlang der Vertikalschnitte.

Die Auswertung zur Eindringtiefe und räumlichen Auslenkung der Einlaufströmung folgt der bereits in Abbildung 5.31 dargestellten Bildnachbearbeitungsroutine. Auch hier wurden kohärente Strömungsstrukturen über die beschriebene Schwellwertbildung separiert. Die Bestimmung der Penetrationstiefe erfolgt in festgelegten Geschwindigkeitsgrenzen und kann für die untersuchten Strömungsfelder Abbildung 5.41 entnommen werden. Mithilfe der Auswertestrategie werden auch hier exemplarisch für die gesamte Messreihe 50 aufeinanderfolgende Strömungsfelder ausgewertet und deren räumliche Ausprägung auf Korrelationen mit dem Ventilhub untersucht. Da der zugrundeliegende Koordinatenursprung an die Kante des Ventiltellerrandes gelegt wurde, verändert sich die Höhe des Ventilspaltes in y -Richtung abhängig vom Ventilhub.

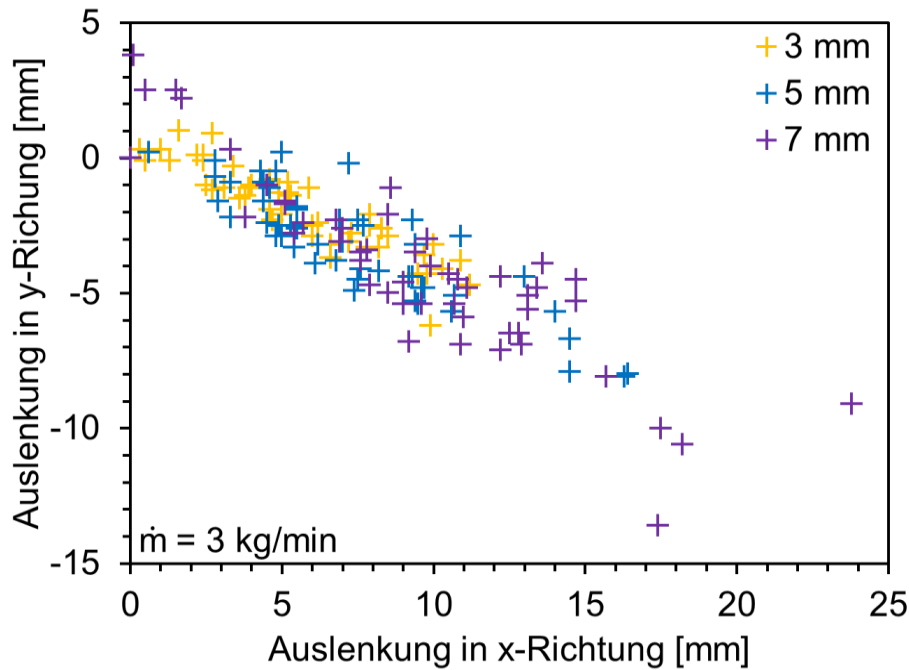


Abbildung 5.41: Eindringtiefe des Einlassjets für variierende Ventilhub bei konstantem Massenstrom.

Global unterscheiden sich die aufgeführten Punktescharen lediglich in der Eindringtiefe und der räumlichen Verteilung voneinander. Mit zunehmendem Ventilhub nehmen hier sowohl die Penetrationstiefe als auch die räumliche Streuung der Punktwolken zu. Für einen Ventilhub von 3 mm breitet sich der Einlassjet dabei maximal um etwa 11 mm in x - und 6 mm in y -Richtung aus. Dies deckt sich mit dem bereits mehrfach angesprochenen Anlegen der Strömung an das Brennraumdach. Die breitere der Auslenkung in y -Richtung (unterhalb des Koordinatenursprungs) sowie die zunehmenden Streuung stimmen mit den Beobachtungen aus Abbildung 5.39 überein. Die sich zusehends in die Brennraummitte verlagernde Hauptströmung scheint für die höhere räumliche verantwortlich zu sein. Während die maximale Eindringtiefe bei einem Ventilhub von 5 mm noch bei 16,2 mm liegt, verschieben sich die Maximalausschläge ausgehend von diesem Punkt um 7,8 mm in x - und 6 mm in y -Richtung. Das integrale Längenmaße wird hier über den Ventilhub [8, 222] und die durchgeführte Auswertung zur Eindringtiefe abgeschätzt. Es ergibt sich dabei für einen Einlasshub von 3 mm ein integrales Längenmaß von 3–12,5 mm, für einen Hub von 5 mm ein integrales Längenmaß von 5–18 mm (5 mm Hub) und für einen Einlasshub von 7 mm eines von 7–26 mm.

Die prozentuale Verteilung der RANS-Turbulenz über die Gesamtenergie im System zeigt Abbildung 5.42. Die mithilfe der POD ermittelten Werte sind hier über die Moden aufgetragen.

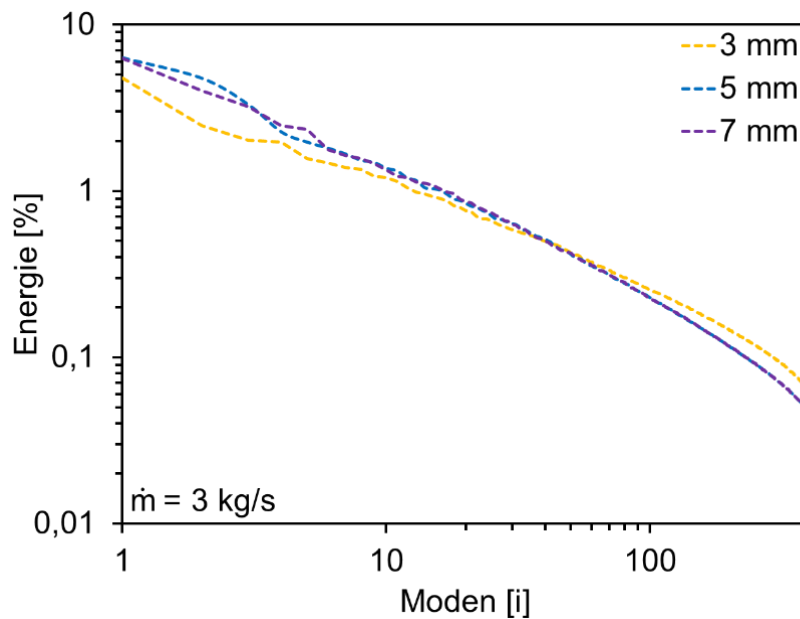


Abbildung 5.42: Prozentualer Energieanteil der Moden nach der POD.

Die prozentualen Energieanteile der Basisfunktionen starten in allen drei Fällen auf dem nahezu gleichen Niveau (5–6,5%). Während die Verläufe der RANS-Turbulenz für die Ventilhubhöhe bei 5 und 7 mm nur in den ersten drei Moden leichte Abweichungen aufzeigen und sich im weiteren Verlauf nahezu identisch verhalten, weichen die Basisfunktionen bei 3 mm Ventilhub deutlich in ihren prozentualen Energieanteilen ab. Die Energie liegt dabei gerade in den ersten Moden 1–2% unterhalb der größerer Ventilhubhöhe, bevor der prozentuale Energieanteil bei 3 mm diese dann ab einer Mode von 40 übersteigt. Der Rauschanteil (s. Kap. 4.5.2.1) liegt damit deutlich oberhalb der der Strömungsmessungen bei einem Einlassventilhub von 5 und 7 mm und unterscheidet sich ebenfalls vom entsprechenden Verlauf der Massenstromvariation (s. Abbildung 5.33). Probleme mit der Kühlung des Kamerasensors könnten in diesem Zusammenhang einem Anstieg des Rauschanteils bewirkt haben.

Abbildung 5.43 visualisiert die räumliche Geschwindigkeitsverteilung der ersten vier Moden. Ausgehend von der Grundstruktur der hier dargestellten Eigenmoden ergeben sich für die untersuchten Betriebszustände ähnliche Strömungscharakteristika wie in den bereits gezeigten Mittelwerten und Standardabweichungen. Die mit identischer Skalierung aufgetragenen Moden zeigen dabei für einen Ventilhub von 3 mm die höchsten Strömungsgeschwindigkeiten und steilsten Gradienten um den Einlassjet. Räumlich interagiert die Strömung auch hier am stärksten mit dem Zylinderkopf. Entgegen der Vermutung zeigt sich unterhalb des Einlassventils jedoch ein zerklüftetes Strömungsfeld mit einer Vielzahl von Schergebieten. Bei größeren Ventilhuben nehmen diese Gebiete im Vergleich ab und schaffen so bei einem Ventilhub von 7 mm ein organisiertes Rezirkulationsgebiet. Ähnlich zu den bereits in Abbildung 5.39 diskutierten Statistiken wölbt sich auch hier der Jet zunehmend in vertikaler Richtung und interagiert dabei stärker mit der auslassseitigen Zylinderwand. Ausgehend von der zugrundeliegenden Datenbasis ist damit zu rechnen, dass sich der Winkel der Einlassströmung mit zunehmendem Hub weiter anstellt und so das Rezirkulationsgebiet weiter stabilisiert.

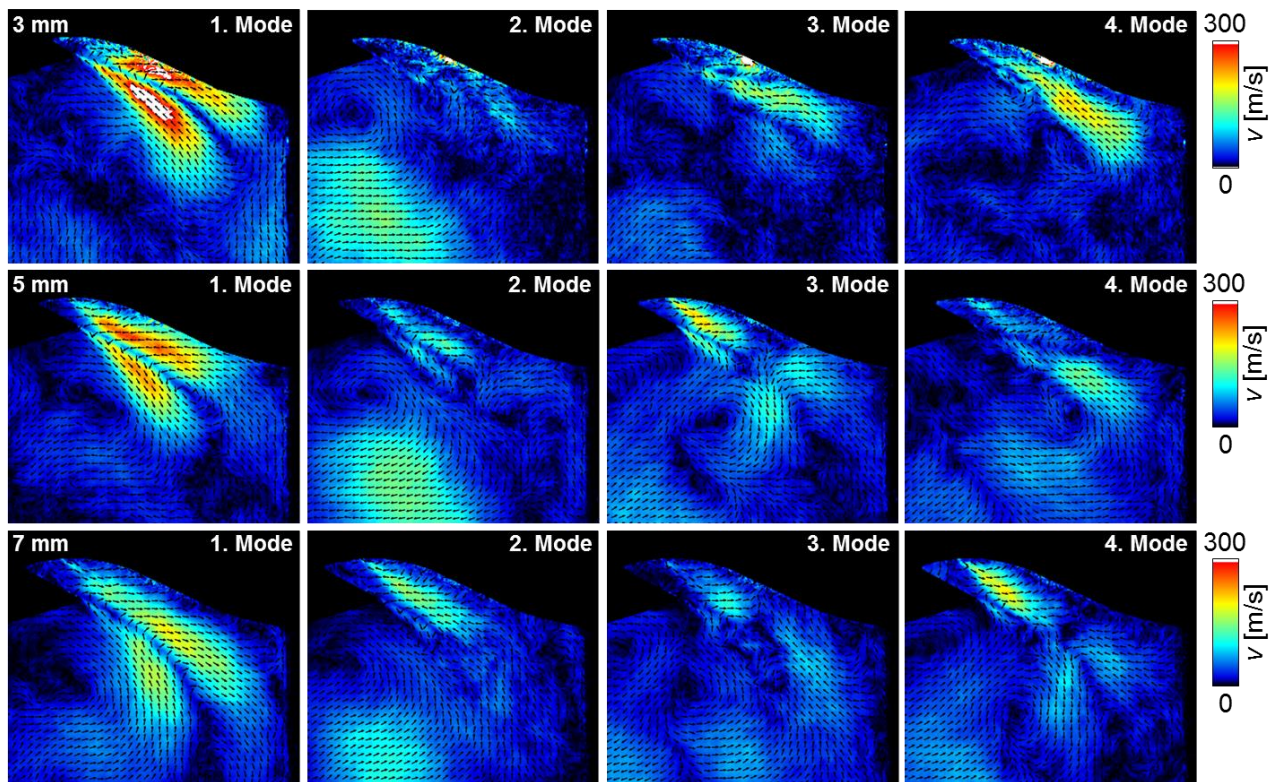


Abbildung 5.43: Räumliche aufgelöste Eigenmoden zur Variation des Ventilhubes.

Während es in der zweiten Mode mit steigendem Ventilhub zu einer intensiveren Ausprägung der sich in der Jetperipherie ausbildenden Turbulenz kommt, nimmt der Anteil im linken unteren Bildbereich ab. Dies spricht zudem für eine Stabilisierung der Walzenstruktur mit steigendem Hub. Die weiteren Moden zeigen für die Fälle 5 und 7 mm eine ähnliche Gewichtung einzelner Strömungsstrukturen und ein abweichendes Verhalten für einen Ventilhub von 3 mm.

Die Häufigkeitsverteilungen der Eigenwerte der ersten Mode unterstreichen die aufgezeigte Charakteristik (s. Abbildung 5.44). Während sich die Verteilung bei 5 und 7 mm nahezu decken (Normalverteilungen beider Betriebsbedingungen liegen aufeinander), ist die Häufigkeitsverteilung bei 3 mm deutlich breiter. Da das Auswertefenster zur Bestimmung der POD-Koeffizienten direkt um den Einlassjet liegt (s. Abbildung 5.35), kann über die Koeffizientenanalyse die räumlich Ausbildung orthonormal zur Hauptströmungsrichtung untersucht werden. Eine bereitere Koeffizientenverteilung ist also mit einer stärkeren räumlichen Varianz des Einstromverhaltens verknüpft. Die breitere Normalverteilung bei 3 mm ist demnach durch eine höhere Transienz des Einlassjets zu erklären. Zudem zeigt sich bereits hier ein leichter Versatz des Schwerpunktes in Richtung negativer Koeffizienten.

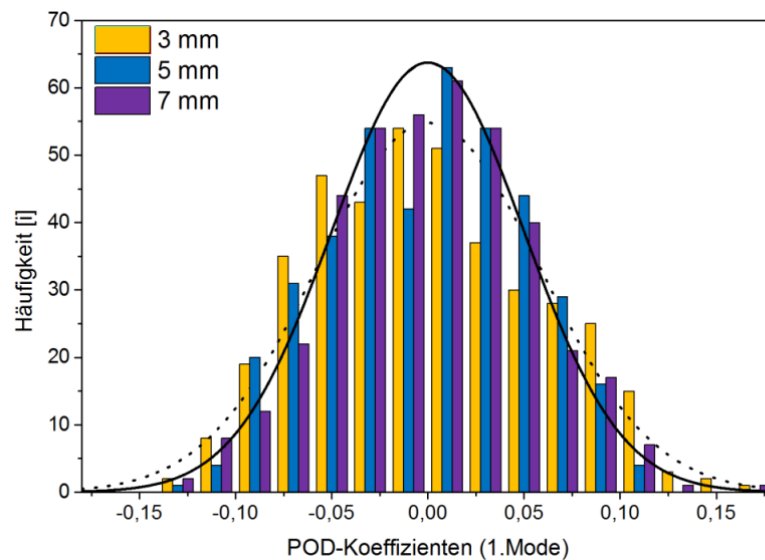


Abbildung 5.44: Häufigkeitsverteilungen der Eigenwerte (1. Mode) für die untersuchte Variation des Einlassventilhubes.

Die Häufigkeitsverteilungen erstrecken sich in einem Bereich zwischen $-0,15$ – $0,18$. Die Maximalwerte liegen für einen Ventilhub von 5 bzw. 7 mm bei einem Koeffizienten von $0,0125$. Bei einem Ventilhub von 3 mm wird das Maximum hingegen bei $-0,0125$ erreicht. Die kumulierte Häufigkeitsverteilung verdeutlicht die Schwerpunktverschiebung (s. Abbildung 5.45).

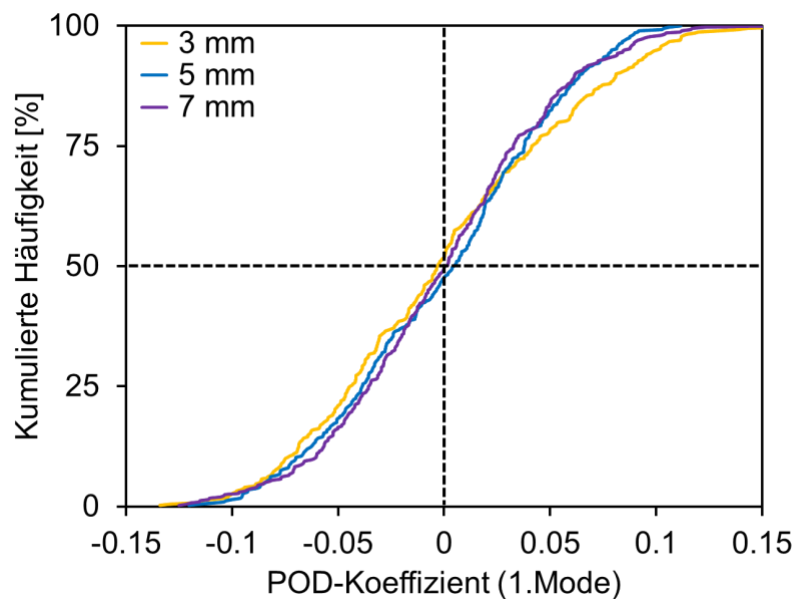


Abbildung 5.45: Kumulierte Häufigkeitsverteilung der Eigenwerte für die untersuchten Betriebsbedingungen.

Während sich Einlaufströmung bei einem Ventilhub von 3 mm öfter in Richtung Zylinderkopf als in Gegenrichtung ausbildet, verschiebt sich diese Wahrscheinlichkeit bei einem Ventilhub von 5 mm. Für einen Hub von 7 mm liegt der Schwerpunkt der kumulierten Häufigkeitsverteilung dann auf der Hauptachse.

Abschließend soll ein Vergleich der räumlich und zeitlich gemittelten Geschwindigkeit im Ventilspace Aufschluss über den Zusammenhang zwischen Ventilhub und Geschwindigkeitsmagnitude geben. Die Position der für die Geschwindigkeitsmittelung verwendeten Fläche ist dabei abhängig vom Ventilhub und entspricht den bereits in Abbildung 5.39 gezeigten Geschwindigkeitsprofilen an der Stelle $x = 0$ mm (hier jedoch nur im Ventilspace). Die für den Vergleich benötigten Daten sind Tabelle 5.9 zu entnehmen.

Tabelle 5.9: Betriebsparameter zur Bestimmung der Abhängigkeit zwischen Ventilhub und Einströmgeschwindigkeit.

Ventilhub	3 mm	5 mm	7 mm
Geschwindigkeit im Ventilspalt	106,0 m/s	74,1 m/s	50,8 m/s
Strömungsquerschnittsfläche A_{geo}	205,3 mm ²	353,2 mm ²	510,0 mm ²

Die freigegebene Strömungsquerschnittsfläche wurde mithilfe von [223] über die geometrischen Beziehungen am Ventilspalt berechnet. Da laut Kontinuitätsgleichung die Geschwindigkeit bei konstanter Dichte mit dem reziproken Wert der Querschnittsfläche am Einlassventil skaliert, wurde im Folgenden überprüft, inwieweit sich dieser Zusammenhang auch innerhalb der durchgeführten Parametervariation wiederfindet. Abbildung 5.46 zeigt den über die Kontinuitätsgleichung berechneten Geschwindigkeitsverlauf (blaue Kurve) sowie die mittels PIV im Ventilspalt gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten (rote Messpunkte). Der bei bekannter Dichte über den Drehkolbenzähler berechnete Massenstrom (blaue Punkte) diente dabei als Berechnungsgrundlage für den erstellten blauen Graphen. Die eingetragenen blauen Messpunkte finden sich folglich auf der blauen Kurve wieder. Die in Abbildung 5.46 aufgeführten prozentualen Abweichungen zwischen einer Messung in der zentralen Einlassventilschnittebene (optische Messung) und dem integralen Ansatz einer Berechnung über die Kontinuitätsgleichung beziehen sich auf die freigegebenen Querschnittsflächen. Diese Diskrepanzen ergeben sich aufgrund der Differenz zwischen berechneter und gemessener Geschwindigkeit bei gleichem Ventilhub.

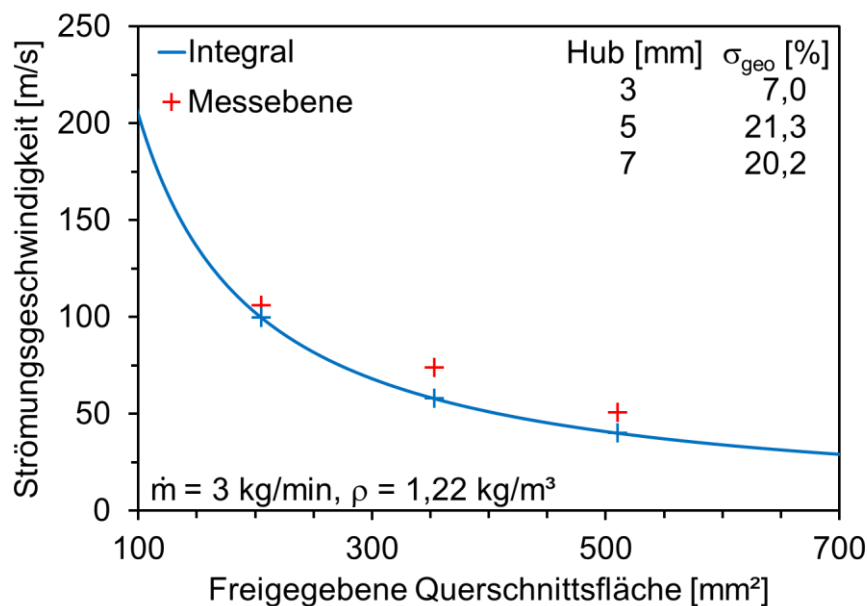


Abbildung 5.46: Strömungsgeschwindigkeitsverlauf über der freigegebenen Querschnittsfläche. Gegenüberstellung von integral berechneter (blau) und in der Einlassventilmittenebene gemessenen Größe (rot).

Die mittels bildgebender Messtechnik erfassten Geschwindigkeiten im Ventilspalt folgen qualitativ in recht guter Übereinstimmung dem berechneten Geschwindigkeitsverlauf. Trotz der lediglich in einem dünnen Teilausschnitt der durchströmten Kegelstumpfmantelfläche gemessenen Strömungsgeschwindigkeit betragen die Abweichungen unter Verwendung der geometrischen Querschnittsfläche bei einem Ventilhub von 3 mm nur 7,0 %. Bei ansteigenden Hübten vergrößert sich die Abweichung dann aber auf 21,3 % (5 mm) bzw. 20,2 % (7 mm). Die ermittelten Deviationen sind dabei größtenteils auf den verwendeten Bezugsquerschnitt zurückzuführen. Da es während des Einlaufvorganges zu einer starken Einschnürung des Jets kommt, entspricht die

über die geometrischen Zusammenhänge am Einlassventil bestimmte aktiv durchströmte Fläche nicht der tatsächlichen. Die Querschnittsfläche wird dementsprechend überschätzt, sodass es für steigende Ventilhuben zu einer steigenden Abweichung kommt.

Das nichtlineare Verhalten zwischen Strömungsgeschwindigkeit und freigegebener Querschnittsfläche kann mithilfe der Durchflussgleichung nach De Saint-Venant beschrieben werden [223, 224]. Durch die Kopplung von Kontinuitäts- und Energiegleichung für stationäre Strömungen lässt sich mit diesem Ansatz die isentrope Zustandsänderung entlang einer quasi-stationär durchströmten Drosselstelle bestimmen. Da es im Realfall zur Strahleinschnürung entlang des Ventilspaltes kommt, verringert sich hier die effektive Querschnittsfläche. Dies führt zu einem reduzierten Massendurchsatz aufgrund erhöhter Reibung. Die Durchfluss- bzw. Widerstandskennzahl beschreibt diese Drosselverluste indem tatsächlicher und theoretischer Massenstrom ins Verhältnis gesetzt werden (s. Formel 5.5). Die Geometrie der Drosselstelle, die Strömungsform und die Kompressibilität des strömenden Mediums haben dabei entscheidenden Einfluss auf die Durchflusszahl. Der Wert der Kennzahl kann dabei als Indikator für die Güte der Strömungsführung angesehen werden und ist diesbezüglich vergleichbar mit einem Wirkungsgrad. Mithilfe der Randbedingungen (Differenzdruckmessung am Einlass, Temperaturen und Drücke) und den zugrundeliegenden Strömungsgleichungen wurden die Strömungsbeiwerte für den Fall der Messung in der Schnittebene und der integralen Messung bestimmt und einander gegenübergestellt. Die zur Bestimmung des theoretischen Massenstroms benötigte Einlaufgeschwindigkeit wurde für die untersuchten Betriebszustände über die Ausflussgleichung von De Saint-Venant und Wantzel [224] berechnet und basiert auf einer isentropen Zustandsänderung des idealen Gases beim Einströmen (s. Formel 5.7). Mithilfe der isentropen Beziehung wurde zudem die Dichte der Luft im Zylinder bestimmt (s. Formel 5.6) [224].

$$\alpha = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_{\text{theoretisch}}} = \frac{\dot{m}}{A_{\text{geo}} u_s \rho_s} = \frac{A_{\text{eff}}}{A_{\text{geo}}} \quad (5.5)$$

$$\rho_s = \rho_0 \left(\frac{p_s}{p_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \quad (5.6)$$

α	: Durchflusskennzahl
A_{geo}	: Geometrische freigegebene Querschnittsfläche im Ventilspalt
A_{eff}	: Effektiv freigegebene Querschnittsfläche im Ventilspalt
u_s	: Geschwindigkeit im Ventilspalt
ρ_s	: Dichte im Zylinder
ρ_0	: Dichte vor der Drossel
κ	: Isentropen Exponent
p_0	: Druck vor der Drossel
p_s	: Druck im Zylinder

$$u_s = \sqrt{u_0^2 + 2 \cdot \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot \frac{p_0}{\rho_0} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_s}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]} \quad (5.7)$$

u_s	: Strömungsgeschwindigkeit im Ventilspalt bei verlustfreier Einströmung
u_0	: Geschwindigkeit vor der Drossel

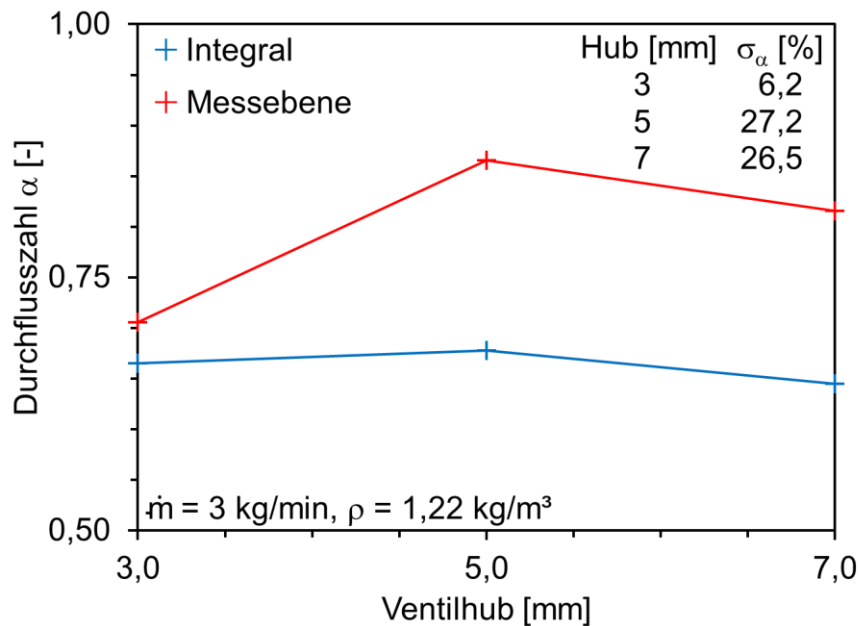


Abbildung 5.47: Durchflusskennzahlen zur Ventilhubvariation. Bestimmung des realen Massendurchsatzes mithilfe des Drehkolbenzählers (blau) und PIV-Messtechnik (rot).

Der Verlauf der resultierenden Widerstandskennzahl zeigt für einen Ventilhub von 3 mm eine gute Übereinstimmung zum konventionell bestimmten Punkt (s. Abbildung 5.47). Die Abweichung zwischen den Strömungsbeiwerten bzw. den tatsächlichen Massenströmen beträgt hier 6,2%. Die vergleichsweise geringere Abweichung in der Durchflusskennzahl resultiert aus dem höheren Differenzdruck (62,2 mbar), der zu einer zunehmenden Kompressibilität des Mediums führt [225]. Für einen Ventilhub von 5 mm ergibt sich eine weitaus höhere Abweichung (27,2%) in der Durchflusskennzahl. Diese resultiert wahrscheinlich aus einer abweichenden räumlichen Umströmung des Massenstroms um den Ventilteller. Aufgrund des geringeren Differenzdrucks (18,9 mbar) über die Drosselstelle ist hier von einer geringeren Rotationssymmetrie innerhalb der Strömungsführung um die Einlassventile auszugehen und damit von einer ungleichmäßigeren Aufteilung des Luftmassenstroms über die freigegebene Querschnittsfläche. Für einen Ventilhub von 7 mm liegt die Abweichung im Massenstrom mit 26,5% in der gleichen Größenordnung wie bei 5 mm. Auch hier wird die Deviation auf die bereits angeführten Effekte zurückgeführt. Der gemessene Differenzdruck korrespondiert mit den genannten Werten und liegt nun bei 10,0 mbar.

Allgemein kann festgehalten werden, dass die in der Messebene bestimmten Durchflusskennzahlen zwar von den integralen Berechnungsmethoden im Mittel um etwa 20% abweichen, die Tendenz der aufgezeigten Verläufe aber übereinstimmt. Da sich die Durchflusskennzahlen auf das Verhältnis zwischen effektiver und theoretisch freigegebener Querschnittsfläche im Ventilspace reduzieren lassen, kommen als mögliche Ursachen eigentlich nur Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der durchströmten Fläche in Betracht. Auf Seiten der bildgebenden Messtechnik in diesem Kontext als Fehlerquelle erstens die Wahl des begrenzten Aufnahmebereichs (Detektion der Einlaufströmung lediglich über die lange Seite des Einlassventils) und zweitens der verwendete Mittelungsbereich zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit im Ventilspace zu nennen. Überdies wird der theoretische Massenstrom über eine Formel ermittelt, in der die isentrope Strömungsgeschwindigkeit über thermodynamische Bezugsgrößen berechnet wird (p , T , κ , ρ), die ebenfalls der Messgenauigkeit der verwendeten Instrumentierung unterliegen.

5.2.4 Strömungsablösung am Ventiltellerrand

Um das Ablöseverhalten der Einlaufströmung an der Ventilkontur mit einer höheren räumlichen Auflösung erfassen zu können, wurde am bereits vorgestellten Versuchsaufbau in weiteren Experimenten das oberflächennahe Geschwindigkeitsfeld am Einlassventil bestimmt. Eine Kombination aus Makroobjektiv (Nikon Micro 105 mm, $f_{\#} = 2,8$) und Nahlinse (Canon 500D, 52 mm) sorgte dabei für ein Abbildungsverhältnis von $M = 1,35$. Die durchgeführten Versuche beschränkten sich im Folgenden auf eine Variation des Massenstroms unter konstantem Ventilhub von 5 mm.

Nach Durchsicht der ersten Rohbilder wurde eine räumliche Auslenkung der ROI über die Messserie festgestellt, deren Ursache allerdings nicht eindeutig zugeordnet werden konnte. Neben Schwankungen des Kamerasystems durch Vibrationen am Prüfstand könnte ein strömungsbedingtes Flattern des Einlassventils hier ebenfalls verantwortlich sein. Da das Einlassventil in den einzigen Orientierungspunkt im Bildbereich darstellt, ließ sich der Ausgangspunkt der Bewegung im Nachgang nicht mehr nachvollziehen. Eine in diesem Zusammenhang durchgeführte Auswertung zur Auslenkung entlang der Ventilachse findet sich in Tabelle 5.10. Die Amplitude der resultierenden Verschiebungen beläuft sich auf 0,52 mm. Dieser Versatz führt bei einer physischen Pixelgröße von $6,5 \mu\text{m}$ und der gegebenen Vergrößerung zu einem maximalen Pixelversatz von 108 Pixeln, also drei Kleinfeldern.

Tabelle 5.10: Räumliche Auslenkung des Metallventils innerhalb der Messserie.

Massenstrom	x-Auslenkung	y-Auslenkung
2 kg/min	0,29 mm	0,52 mm
3 kg/min	0,27 mm	0,19 mm

Da eine Verschiebung in dieser Größenordnung einen inakzeptablen Messfehler in der statistischen Auswertung der Versuchsreihen verursacht, wurde die Verschiebung mithilfe eines Kreuzkorrelationsalgorithmus im Vorfeld der eigentlichen Vektorfeldberechnung korrigiert. Abbildung 5.48 zeigt die an der Ventilkontur bestimmten Vektorfelder. Die in weiß nachgezogene Linie entspricht der Ventilkontur, die mithilfe entzerrter Rohbildern nachgebildet werden konnte.

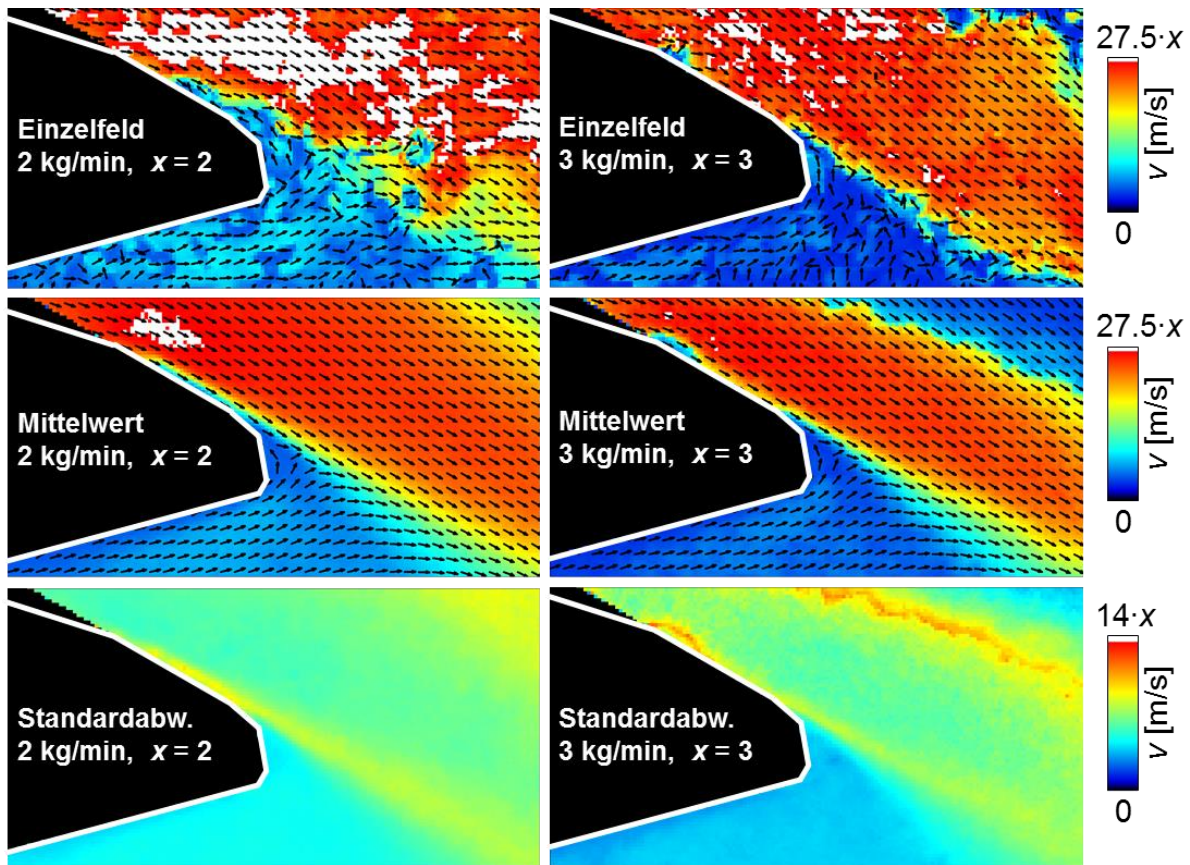


Abbildung 5.48: Detailaufnahme zum Ablöseverhalten der Einlaufströmung am Ventilteller. Strömungsfelder zeigen hier jeden vierten Vektor. Der Bildausschnitt beträgt $7 \times 3,3 \text{ mm}^2$.

Aufgrund der besseren Übersichtlichkeit wird hier nur jeder vierte Vektor im Strömungsfeld dargestellt. Die tatsächliche räumliche Auflösung von $154 \times 154 \text{ } \mu\text{m}$ lässt sich am hinterlegten Betragsfeld der Geschwindigkeit nachvollziehen. Die Skalierung ist zur einfacheren Vergleichbarkeit an die in Kapitel 5.2.3 verwendete Skalierung angepasst. Um eine aussagekräftige Statistik für die nachfolgende Auswertung erheben zu können, wurden auch hier 400 Doppelbilder pro Messpunkt aufgezeichnet. Oben angeführte Vektorfelder zeigen, dass auch im Einschuss eine Detektion wandnaher Strömungsfelder möglich ist. Die Einzelfelder visualisieren die räumliche Interaktion zwischen dem einströmenden Einlassjet und der rezirkulierenden Walzenströmung am Ventiltellerrand. Der Ort der Ablösung und die nachfolgende Wirbelbildung sind hier gut zu lokalisieren. Die mittlere Geschwindigkeit des Jets entspricht zudem den bereits in einem anderen Sichtfeld quantifizierten Geschwindigkeiten (s. Abbildung 5.26). Gleiches gilt für die Standardabweichung. Ein Vergleich beider Fälle zeigt ein abweichendes Ablöseverhalten am Ventiltellerrand. Während die Strömung bei einem Massendurchsatz von 3 kg/min tatsächlich an der Fase abzureißen scheint, verschiebt sich dieser Punkt für einen Massenstrom von 2 kg/min deutlich stromabwärts. Weiterhin ist festzustellen, dass sich die Strömung für einen Massenstrom von 3 kg/min wieder an die Ventilkontur anlegt, bevor diese dann am Übergang (Radius) zwischen Sitzfläche und Tellerrand erneut umgelenkt wird. Die Einschnürung des Jets ist dabei für den höheren der beiden Massenströme aufgrund des höheren Eintrags an kinetischer Energie ausgeprägter. Infolge der höheren Geschwindigkeitsmagnitude und der damit ansteigenden Reynolds-Zahl bildet sich die Strömung hier bereits im Einlasskanal anders aus. Am Ventilschaft kommt es somit zu einer abweichenden Strömungsablösung (s. Kap. 5.2.3, Strouhal-Zahl) und nachfolgenden Umlenkung des Massenstroms durch die Einlasskanäle. Dies führt vermutlich zu einer differierenden, leicht steileren Anströmung der Einlassventile. Zudem zeigt sich bei einem Luftdurchsatz von 3 kg/min ein turbulenteres Ablöseverhalten am Ventil und am Zylinderkopf, dass durch die höhere Standardabweichung im Bildbereich belegt werden kann. Ferner decken sich die Ergebnisse

mit dem bereits in Kapitel 5.2.3 (s. Standardabweichung und räumliche Modenanalyse) und der Theorie (s. Kap. 2.1.2, Kap. 5.2.3) aufgezeigtem Strömungsverhalten.

5.2.5 Grobstruktursimulation zum Einlassströmung

Projektbegleitend wurden zudem Grobstruktursimulationen zum Einströmverhalten des Gasjets in den Brennraum durchgeführt. Im Folgenden werden Teilergebnisse einer mit dem Lehrstuhl für Thermofluidodynamik der Technischen Universität Bergakademie Freiberg entstandenen Veröffentlichung vorgestellt [204]. Das Kapitel beschränkt sich dabei auf die direkte Gegenüberstellung der erzielten Ergebnisse und soll hier lediglich die Plausibilität der Messung unterstreichen. Verglichen wird hier das Einströmen der Luft in den Zylinder bei einem Ventilhub von 5 mm und einem Massenstrom von 3 kg/min [204]. Zur Simulation wurde ANSYS CFX 15.0 verwendet. Als Turbulenzmodell wurde ein skalenauflösendes DES-SST Modell eingesetzt. Die räumliche Auflösung des hybriden Gitters variierte während der Simulationen mit der Anzahl an vernetzten Gitterpunkten $M1 = 10 \times 10^6$ und $M2 = 105 \times 10^6$, aber auch mit deren lokaler Struktur.

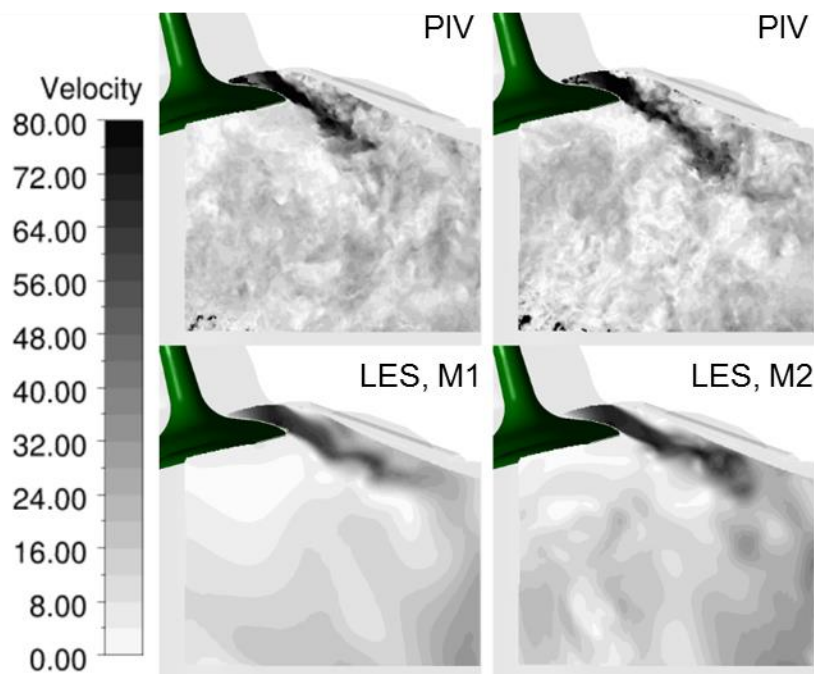


Abbildung 5.49: Gemessene (PIV, oben) und simulierte Geschwindigkeitsfelder (LES, unten). Grobstruktursimulation zeigt dabei zwei Zeitschritte mit unterschiedlicher Gitterauflösung (M1 und M2) [204].

Zur besseren Vergleichbarkeit zwischen Experiment und Simulationen wurde die räumliche Auflösung der LES auf die Kleinfeldgröße der PIV extrapoliert. Qualitativ sowie quantitativ bildet die Simulation die großskaligen Strömungsstrukturen während der Einlaufphase in guter Übereinstimmung mit dem Experiment ab (s. Abbildung 5.49). Allgemein zeigt Messung allerdings wesentlich kleinere Strukturen im Strömungsfeld als die LES auf. Das Rechengitter M1 „filtert“ aufgrund der eingeschränkteren räumlichen Auflösung den Großteil der turbulenten Strömungsstrukturen heraus. Das Gitter M2 zeigt eine deutlich ausgeprägtere Instationarität des Einlassjets auf. Im Vergleich zur PIV bilden sich kohärente Strukturen hier jedoch in wesentlich größeren Abstand zum Ventiltellerrand aus.

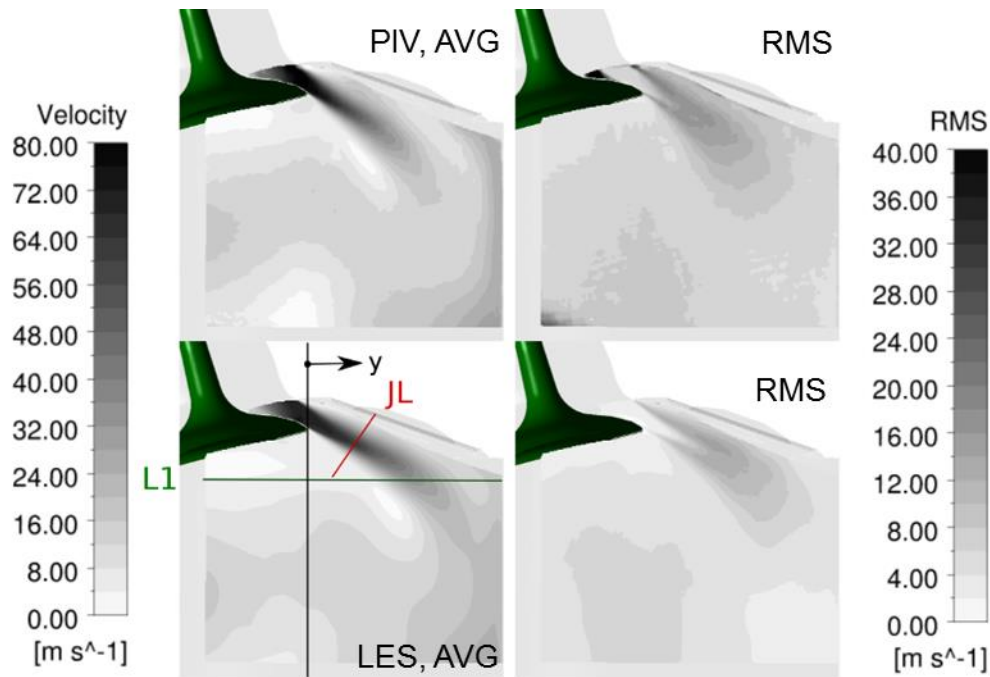


Abbildung 5.50: Mittelwerte (links) und Standardabweichungen (rechts) der gemessene (oben) und simulierten (unten, M2) Strömungsgeschwindigkeit [204].

Die LES überschätzt im Vergleich zur Messung die mittlere Geschwindigkeit im Einlassjet um circa 10 %. Die Standardabweichung der LES liegt hingegen unterhalb der Standardabweichung der Messung (s. Abbildung 5.50). Neben abweichenden Bauteilgeometrien (im Rahmen der Fertigungstoleranzen und der Oberflächenrauigkeiten), die zu einem veränderten Ablöseverhalten am Einlass führen, könnte hier die mit circa 5 % abgeschätzte Messunsicherheit bei der Bestimmung des Luftmassenstroms für die Abweichungen im Strömungsfeld verantwortlich sein.

5.2.6 Zusammenfassung und Schlussfolgerung

Die systematische Analyse zum Einstromverhalten des Einlassjets und zur Ausbildung des Strömungsfelds im Zylinder zeigt, dass mithilfe von Particle Image Velocimetry auch im optisch schwer zugänglichen Ventilschlitz belastbare Ergebnisse zu erzielen sind. Selbst Einzelvektorfelder lassen sich im Ringschlitz erfassen und dank ausgereifter Bildnachbearbeitung auch statistisch auswerten. In diesem Zusammenhang konnte neben Mittelwerten und Standardabweichungen, die RANS-Turbulenz mittels POD erfasst und für verschiedene Betriebsbedingungen miteinander verglichen werden. Außerdem wurde über eine geeignete Schwellwertbildung die räumliche Ausprägung des Einlaufjets untersucht und so das integrale Längenmaß grob abgeschätzt. Die räumliche Entwicklung stochastisch wiederkehrender kohärenter Strömungsstrukturen wurde für variierende Betriebsparameter einander gegenübergestellt und deren Vorzugsrichtung mithilfe einer Eigenwertanalyse bestimmt. Die resultierenden Häufigkeitsverteilungen sowie die kumulierten Häufigkeiten wurden dabei zur statistischen Datenauswertung eingesetzt. Weiterhin konnte eine Korrelation zwischen integral gemessener und optisch bestimmter Strömungskennzahl festgestellt werden, die zukünftig auch eine Alternative zur integralen (konventionellen) Herangehensweise bietet. Die räumlich hochauflösende Studie zum Ablöseverhalten der Strömung am Ventilteller zeigte abschließend einen Einfluss des Massenstroms auf den Ort der Ablösung. Zusammenfassend kann konstatiert werden, dass bildgebende Messtechniken auch an optisch schwer zugänglichen Orten einsetzbar sind und dort ein geeignetes ergänzendes Werkzeug zur konventionellen Strömungsanalyse darstellen. Mithilfe orts aufgelöster Messdaten und zugeschnittener Auswertelgorithmen lassen sich großskalige wiederkehrende Strukturen (wie z.B. eine Walzenströmung), von räumlich stochastisch wiederkehrenden kohärenten Strukturen trennen (z.B. das turbulente Einstromverhalten des Einlassjets). Zyklische

Schwankung in der Ausbildung von Strömungsstrukturen im Zylinder können so mit statischen Methoden gezielt separiert und untersucht werden. Durch Modenzerlegung (POD) werden dabei beispielsweise kohärente stochastisch wiederkehrende Strukturen nach prozentualem Energiegehalt aufgereiht. Dies ermöglicht dann einen Vergleich der über die Strömungsstrukturen (Moden) aufgeschlüsselten RANS-Turbulenz bei verschiedenen Betriebsbedingungen. Eine Fallunterscheidung innerhalb der räumlichen Ausbildung kohärenter Strömungsstrukturen ist ferner über die Sortierung der Eigenwerte möglich. Eine Kopplung von Bilddaten zum Einstromverhalten des Einlassjets in den Zylinder, mit simultan dazu erfassten Druckdaten kann in diesem Zusammenhang aufzeigen, ob sich druckinduzierte Störungen vor den Einlassventilen auf die Ausrichtung des Einlassjets im Zylinder auswirken.

Eine Grobstruktursimulationen zum Einstromverhalten des Einlassjets in den Zylinder zeigte eine vergleichbare Geschwindigkeitsmagnitude im Ventilmittenschnitt auf (Mittelwert und Standardabweichung). Die Ausbildung großskaliger räumlicher Strömungsstrukturen sowie die des Einlassjets (stochastisch wiederkehrende kleinskaligere kohärente Struktur) deckten sich dabei mit dem Versuch und zeigten ähnliche Längenskalen.

5.3 Das transparente Einlassventil

Um der in Abbildung 5.23 aufgezeigten Problematik entgegenzuwirken und das Strömungsfeld auch nahe des Ventilschaftes bestimmen zu können, wurde im Rahmen einer Bachelorarbeit [226] ein Acrylglas-Einlassventil konstruiert und an diesem eine Machbarkeitsstudie zu PIV-Messungen im Ventilspalt durchgeführt. Der Tausch des Originalventils aus Metall durch ein transparentes Kunststoffventil ermöglicht die Einkopplung von Laserlicht durch das Einlassventil und erlaubt somit die Ausleuchtung weiterer Bereiche im Ventiltellerschatten (s. Abbildung 5.23c). Der Einsatz eines transparenten Einlassventils bringt allerdings auch einige Herausforderungen mit sich, die im Vorfeld zu quantitativen Messungen im Ventilspalt genauer untersucht werden müssen. Das nun folgende Unterkapitel widmet sich den Problemstellungen, die sich aus einer Licht-einkopplung durch das Acrylglasventil sowie einer Vergrößerung des Detektionsbereiches durch die Neigung des eingesetzten Kamerasystems ergeben.

Für die Konstruktion des Acrylglasventils wurde das Originalventil exakt vermessen. Die Geometrie des Kunststoffventils konnte hier aber aufgrund des verwendeten Werkstoffs und der Maßhaltigkeit der eingesetzten Maschinen nicht identisch nachgebildet werden. Es ergeben sich kleine Abweichungen am Ventilteller- rand, an der Ventilkontur und am Schaft. Auf der Ventilunterseite wurde hingegen bewusst auf die Ventilkalotte verzichtet, um die dort auftretenden Reflexionen (durch den Eintritt des Laserlichtschnittes) gezielter richten zu können. Vergleichende Strömungsmessungen an beiden Ventilen (Metall und Acrylglas), zeigten eine Abweichung der großskaligen Strömungsstrukturen im Sub-Millimeterbereich bei Geschwindigkeitsdifferenzen von bis zu 2,2 % auf (bei einem Ventilhub von 5 mm), die jedoch im Rahmen der Messunsicherheit der Luftmassenstrommessung liegen. Abbildung 5.51 zeigt beide Einlassventile im Vergleich.

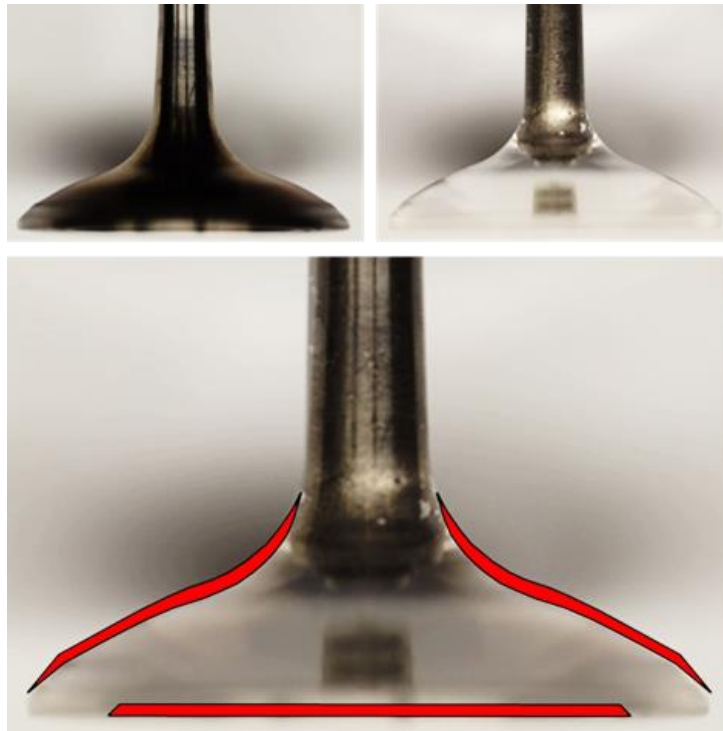


Abbildung 5.51: Vergleich des Originalventils (links) mit dem Acrylglasventil (rechts). Superposition beider Ventile zeigt Abweichungen in der Ventilgeometrie auf (roter Bereich) [226].

Der aus poliertem Acrylglas bestehende Ventiltellerkopf wird mit dem Edelstahlschaft über ein Gewinde verschraubt und zusätzlich mit Klebstoff miteinander verbunden. Der Brechungsindex von Acrylglas liegt nach Herstellerangaben dabei bei 1,495 ($\lambda = 532 \text{ nm}$). Da der transparente Ventiltellerkopf somit einen höheren Brechungsindex als Luft besitzt ($n = 1$ im Vakuum [227]), kommt es beim Lichtein- und Austritt zu einer winkel- und polarisationsrichtungsabhängigen Brechung an den Oberflächen. Der Reflexionsgrad an den Grenzflächen kann mittels Fresnel-Formel berechnet werden [227]. Der Austrittswinkel dabei über das Brechungsgesetz für den Übergang zwei Medien bestimmt werden:

$$n_{\text{Acrylglas}} = n_{\text{Luft}} \frac{\sin(\alpha_E)}{\sin(\alpha_A)} \quad (5.8)$$

n : Brechungsindex

α_E : Eintrittswinkel

α_A : Austrittswinkel

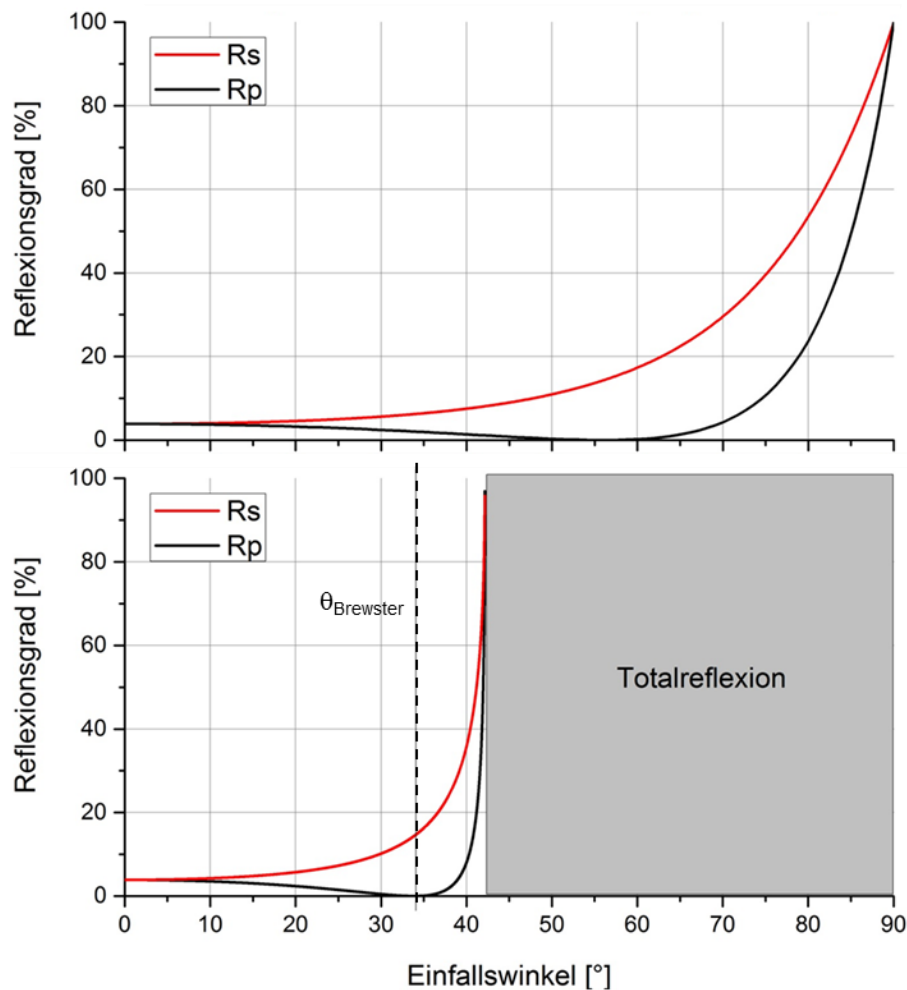


Abbildung 5.52: Winkel- und polarisationsrichtungsabhängiger Reflexionsgrad von Acrylglas und Luft berechnet über die Fresnel-Formel. Reflexionsgrad über Eintrittswinkel für den Übergang zwischen Luft und Acrylglas (oben). Reflexionsgrad über Austrittswinkel für den Übergang zwischen Acrylglas und Luft (unten) [226].

Abbildung 5.52 führt den winkelabhängigen Verlauf des senkrecht und parallel zur Einfallsebene polarisierten Lichts für 532 nm auf. Für den Fall eines Lichtaustritts aus dem Ventilteller (s. Abbildung 5.53, unten), findet für Winkel größer 42 ° die Totalreflexion beider Polarisationsrichtungen statt. Die Brewster-Bedingungen werden für den Strahlaustritt und gegebener Medienpaarung bei 33,7 ° erreicht (s. Formel 5.9).

$$\theta_{Brewster} = \arctan\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (5.9)$$

θ : Brewster-Winkel

Für die weitere Betrachtung und Bewertung des Strahlenverlaufes durch das Acrylglasventil wird nun die Annahme getroffen, dass ein kollimiertes Lichtblatt auf die zentrale Schnittebene des Ventils trifft. Da das Kunststoffventil einen flachen Ventilteller besitzt, treffen die einfallenden Strahlen somit alle unter dem gleichen Winkel auf die Oberflächen und werden dadurch einheitlich gebrochen. Aufgrund der geschwungenen Oberflächenkontur an der Hohlkehle des Ventils kommt es hingegen beim Austritt des Lichtschnitts zu einem variierenden Reflexionsgrad entlang der Kontur, infolge abweichender Tangentensteigungen. Abbildung 5.54 zeigt das Brechungsverhalten eines parallelen Strahlenbündels beim Ventildurchgang auf. Der gewählte Einfallswinkel entspricht hier in etwa dem späteren Realfall (s. Abbildung 5.56).

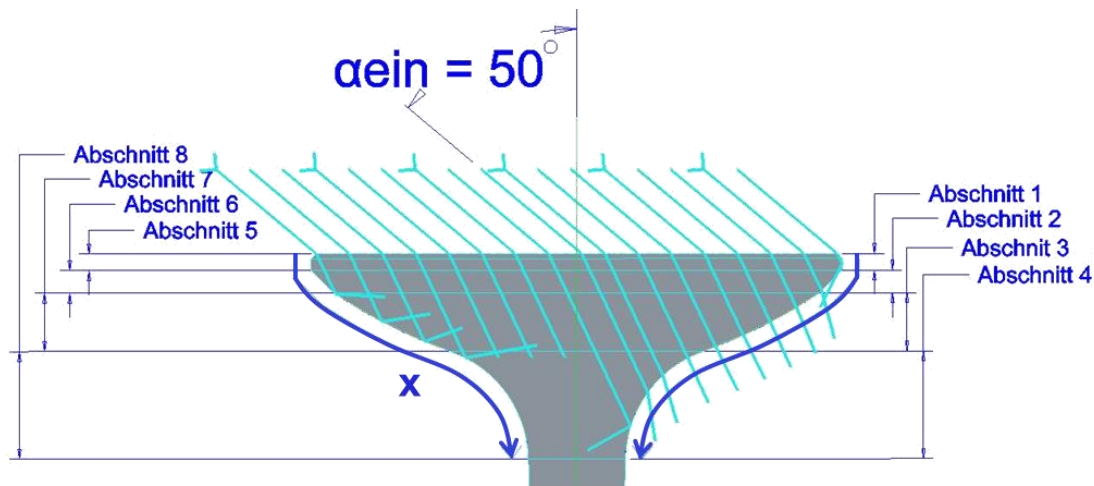


Abbildung 5.53: Lichtbrechung im Einlassventil für einen Einfallswinkel von $\alpha_{\text{ein}} = 50^\circ$ [226].

Angeichts des in Abbildung 5.52 dargestellten winkel- und polarisationsrichtungsabhängigen Reflexionsgrades, wird bei einem Lichteintritt unter 50° nur 11 % des senkrechtpolarisierten Lichts reflektiert. Der gesamte parallelpolarisierte Anteil sowie die verbleibenden 89 % des senkrechtpolarisierten Anteils werden hingegen transmittiert. Beim Austritt der Strahlen aus dem Ventil kommt es erneut zur gewichteten Reflexion bzw. Transmission nach Fresnel. Bestimmt durch die Tangentensteigung an der Grenzfläche, kann es hier aber auch zur Totalreflexion nach dem Brechungsgesetz kommen.

Um die Winkelabhängigkeit kollimierter Lichtstrahlen am Acrylglasventil genauer zu analysieren, wurden experimentelle Untersuchungen an einem vereinfachten optischen Aufbau durchgeführt. Ziel der Vorversuche war es dabei eine optimierte Ausleuchtung der abgeschatteten Bereiche an der Ventilhohlkehle zu erreichen und damit verbunden eine erweiterte räumliche Erfassung des Geschwindigkeitsfeldes zu erzielen. Die durch die Vorversuche gewonnen Erkenntnisse in Bezug auf den zu wählenden Einfallswinkel, wurden in weiterer Abfolge auf den stationären Strömungsprüfstand übertragen.

Innerhalb der Vorversuche wurde ein blauer Diodenlaser ($\lambda = 473 \text{ nm}$) mit kleinem Austrittsdurchmesser über eine negative zylindrische Linse ($f = -20 \text{ mm}$) zu einem divergenten Lichtschnitt aufgespannt und auf das Acrylglasventil gerichtet. Der Einsatz variierender Wellenlängen zwischen den Vorversuchen und der eigentlichen Strömungsmessung führt zu einer Abweichung im Brechungsindex von 0,3% und damit zu einer geringfügigen Deviation in der Einfallswinkelbestimmung, die jedoch innerhalb der Genauigkeit der Winkelvermessung liegt. Um den Strahlengang bildgebend erfassen zu können, wurde das Messvolumen gekapselt und mithilfe eines Raucherzeugers mit Partikeln versetzt. Der Streuprozess wurde nachfolgend mit einer konventionellen DSLR-Kamera (Nikon D5100) in Verbindung mit einem 105 mm Objektiv aufgenommen. Abbildung 5.54 zeigt den Ventiltellerschatten bei sukzessiver Änderung des Lichteinfallswinkels um 5° .

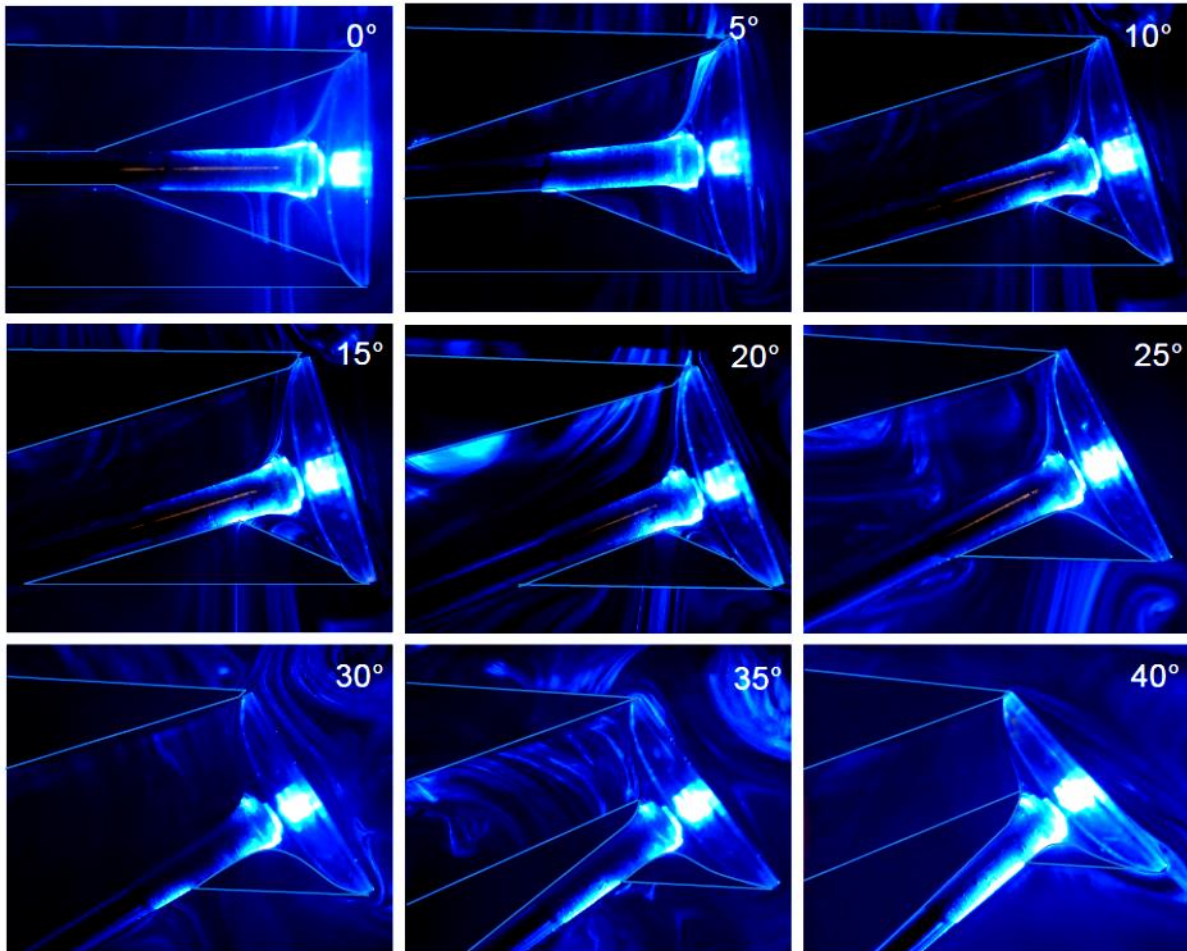


Abbildung 5.54: Vorversuche zur Lichtbrechung am Acrylglasventil. Ausleuchtung der Ventilhohlkehle unter variierenden Einfallswinkeln [226].

Trifft der Lichtschnitt senkrecht auf die Ventilmittenebene, wird das Licht aufgrund der Linsenwirkung des Ventils (das Einlassventil kann hier als positive sphärische Linse angesehen werden) in Richtung des Ventilschafts gebrochen. Am Edelstrahlstift im Zentrum des Ventiltellers wird das einfallende Licht reflektiert und in alle Raumrichtungen gestreut. Mittig entsteht dabei ein Hintergrundsignal nahe der Detektorsättigung. Die sukzessive Neigung des Einlassventils führt auf der Ventiloberseite zu einer Vergrößerung der ausgeleuchteten Fläche am Ventilschaft. Der Lichtschnitt beleuchtet, ab einem Winkel von 15° nahezu die gesamte Fläche zwischen Ventiltellerrand und Ventilschaft. Ab einem Eintrittswinkel von 20° wird der Laserlichtschnitt durch das Ventil divergent aufgeweitet. Bei einem Einfallswinkel von 35° kommt es dann zur Abschattung der relevanten Fläche oberhalb des Ventilschaftes. Der Schattenwurf verstärkt sich dabei mit zunehmendem Neigungswinkel des Ventils. Unterhalb des Ventilschafts kommt es zu einer Vergrößerung der ausgeleuchteten Fläche. Die Intensitätsverteilung bildet sich dabei, abhängig vom Eintrittswinkel in das Ventil bzw. vom Brechungswinkel im Ventil sowie der Polarisationsrichtung des Lichtes, entlang der Ventilkontur aus (s. Abbildung 5.53, x -Achse). Divergent in das Ventil eingekoppeltes Licht hat zudem Einfluss auf die Ausleuchtung. Die Überlagerung der aufgeführten Effekte kann hier eine inhomogene Ausleuchtung des Ventilspalts bewirken und führt damit zu einer negativen Beeinflussung der PIV-Messung, die es zu verhindern gilt. Abbildung 5.55 zeigt den Intensitätsabfall des Streulichtes hinter dem Acrylglasventil auf. Der Laserlichtschnitt wurde über Umlenk- und Lichtschnittformungsoptiken einlassseitig durch das Messrohr in die Messebene eingebracht.

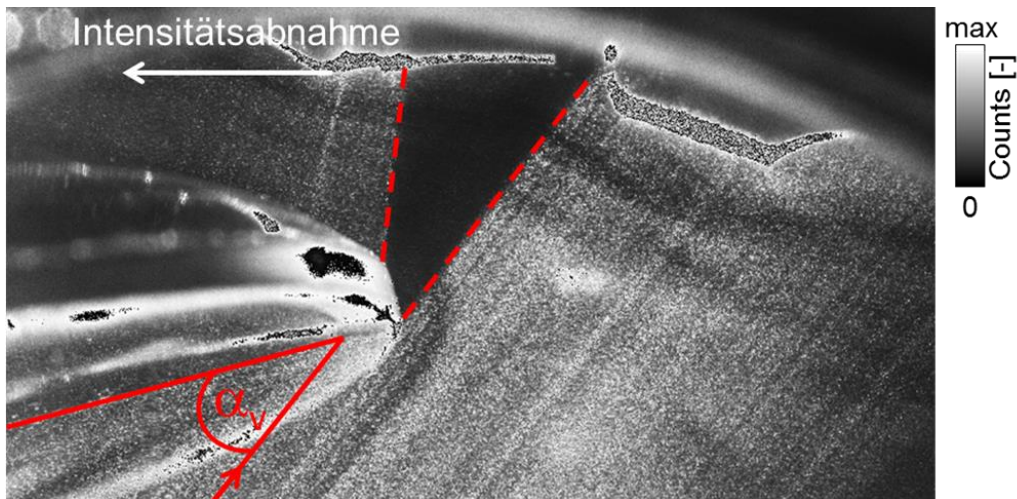


Abbildung 5.55: Einlassseitige Einkopplung des Laserlichtschnitts (Nd:YAG, 532 nm) am Versuchsträger. Laserintensitätsverteilung entlang der Ventilkontur am Messobjekt. Totalreflexion an der Ventilaußenkante bei einem Eintrittswinkel $\alpha_v = 40^\circ$ und linear polarisiertem Licht beider Polarisationsrichtungen [226].

Die dargestellte Aufnahme zur Ausleuchtungsgüte durch eine Lichtschnittkopplung von der Einlassseite zeigt das Kunststoffventil mit überstrahlendem Metallstift am linken Bildrand. Die Lichtbrechung am Ventil führt bei einer Einkopplung unter 40° zur heterogenen Ausleuchtung des Ventilspalts, der hier anhand der streuenden DEHS-Seedingpartikeln qualitativ nachvollzogen werden kann. Die Streifigkeit im Laserlichtschnitt ($\lambda = 532 \text{ nm}$) wird durch das verwendete Lasersystem, aber auch durch Materialfehler im Messrohr hervorgerufen.

Mithilfe des Brechungsgesetzes kann der Verlauf des Austrittswinkels entlang der Ventilkontur x für einen definierten Einfallswinkel berechnet werden. Abbildung 5.56 zeigt die durch Horizontalschnitte unterteilte Lichtbrechung entlang der Ventilhochachse. Die Lage der Schnittebenen bzw. Länge der Abschnitte geht aus Abbildung 5.53 hervor.

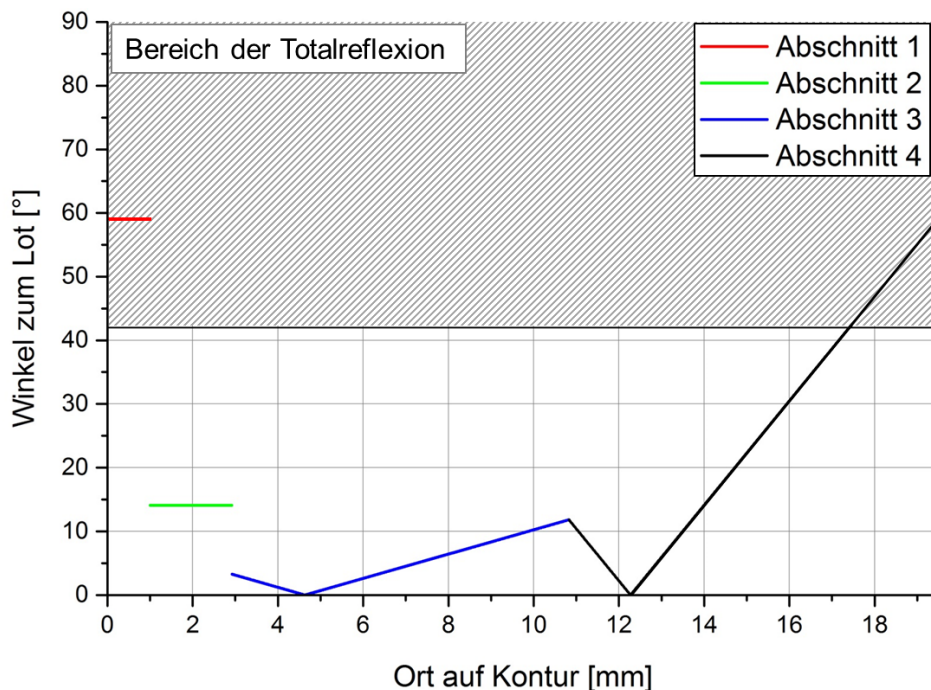


Abbildung 5.56: Austrittswinkel des Lichts über die Ventilkontur x , nach Eintritt unter $\alpha = 50^\circ$. Die x -Achse ist Abbildung 5.53 zu entnehmen, beginnt am Ventiltellerrand und verläuft entlang der Ventilkontur in Richtung des Ventilschafts [226].

In den Abschnitten 5–8 (s. Abbildung 5.53) wird das Licht innerhalb des Ventils vollständig reflektiert. Es gibt somit keine Lichttransmission durch die Ventilhohlkehle in den Ventilspalt. Im ersten Abschnitt kommt es zur Totalreflexion am Rand des Ventiltellers, im hinteren Teil des vierten Abschnitts zur Totalreflexion am Ventilschaft.

An der Luftflutbank wurden nachfolgende Strömungsmessungen am Acrylglasventil durchgeführt. Als Lichtquelle wurde hier erneut ein Nd:YAG-Laser mit einer Wellenlänge von 532 nm und linear polarisiertem Licht beider Polarisationsrichtungen eingesetzt. Die Messungen konzentrierten sich hier auf die Bestimmung von Strömungsfeldern im Ventilspalt. Neben einem Zugewinn an ausgeleuchteter Fläche, mithilfe der vorgestellten Lichtsnitteinkopplung durch das Kunststoffventil, wurde hier ebenfalls die Erweiterung des Beobachtungsfensters durch die Neigung des Kamerasystems angestrebt. Die Untersuchungen wurden aus drei verschiedenen Observationswinkeln durchgeführt und einander gegenübergestellt. Der direkte Vergleich soll nun Aufschluss über die Güte der detektierten Rohbilder und der daraus resultierenden Strömungsfelder liefern sowie den Flächenzuwachs im Beobachtungsfenster dokumentieren.

Der optische Aufbau wurde im Vergleich zur letzten Messung (Strömungsablösung am Ventiltellerrand, s. Kapitel 5.2.4) durch einen Strahlengang erweitert, um das Acrylglasventil ebenfalls von der Einlassseite durchstrahlen zu können und so die ausgeleuchtete Fläche an der Ventilhohlkehle zu erhöhen. Auch in diesen Messungen kam eine CMOS-Kamera zum Einsatz, auf die ein Makroobjektiv (Nikon, Micro Nikkor 105 mm 1:2,8D) mit Bandpassfilter geschraubt wurde. Der Bildbereich liegt hier bei $20 \times 23,5$ mm, verändert sich allerdings über die Messserien geringfügig aufgrund von Veränderungen am Detektionswinkel.

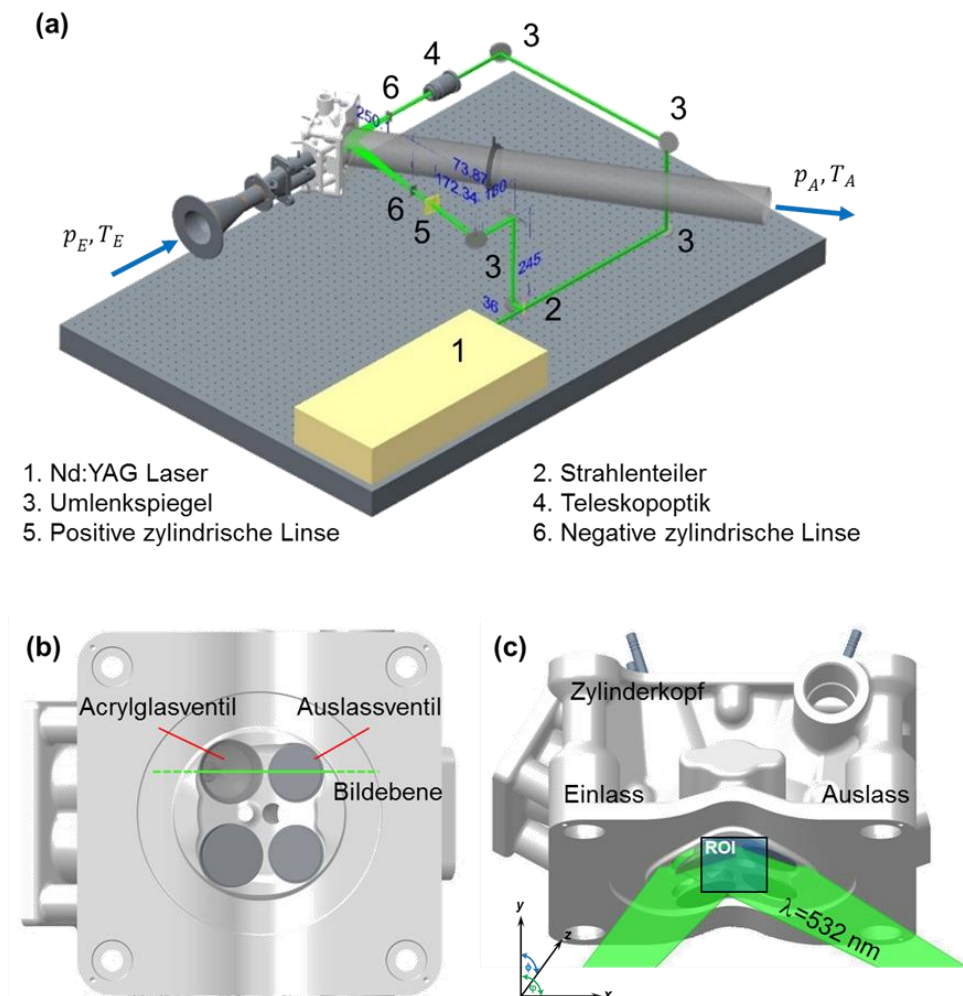


Abbildung 5.57: Optischer Aufbau mit Acrylglasventil und Beleuchtung der Messebene aus zwei Richtungen. Gesamtaufbau mit optischen Komponenten (a), Orientierung der Lichtschnitt bzw. Detektionsebene im Zylinderkopf (b), Aufnahmebereich aus Blickrichtung des Kamerasystems.

Anders als bei den bereits vorgestellten Untersuchungen wurde hier der Differenzdruck (nicht der Massenstrom) über das Einlassventil auf 20 mbar konstant gehalten. Um reproduzierbare Messungen und damit vergleichbare Datensätze zu erhalten, wurden zudem alle relevanten thermodynamischen Randbedingungen zwischen den Messungen beibehalten. Tabelle 5.11 stellt die Betriebsbedingungen der beiden Experimente einander gegenüber.

Tabelle 5.11: Messbedingungen zu den Strömungsmessungen mit Acrylglasventil.

Fall	A	B	C
Kameraneigung (y - z -Achse, ϕ)	0°	5°	5°
Kameraneigung (x - y -Achse, φ)	0°	0°	4,5°
Ventilhub	5 mm	5 mm	5 mm
Druckdifferenz über Zylinderkopf	20 mbar	20 mbar	20 mbar
Zylindertemperatur	293,9 K	293,6 K	290,6 K
Umgebungstemperatur	289,6 K	289,4 K	287,5 K
Luftmassenstrom	3,96 kg/min	4,04 kg/min	3,25 kg/min

Im ersten Schritt werden nun die Fälle A und B miteinander verglichen. Die Neigung des Kamerasystems in der y - z -Achse führt zwar zu einer verminderten Abschattung des Sichtbereiches durch den Zylinderkopf und damit zu einer Erweiterung des Sichtfensters, gleichzeitig aber auch zu einer steigenden Unschärfe in z -Richtung.

Wie aus Tabelle 5.11 hervorgeht führen temperaturbedingte Dichteunterschiede zwischen den Messungen zu einer Massenstromänderung von 2%, die jedoch im Rahmen der Messgenauigkeit liegt. Abbildung 5.58 stellt die typischen Rohbilder sowie die resultierenden Strömungsfelder beider Fälle einander gegenüber. Nach Neigung des Kamerasystems um $\phi = 5^\circ$ wurde der Bildbereich an den der vorangegangenen Messung angeglichen, die Ventile aber nicht verstellt.

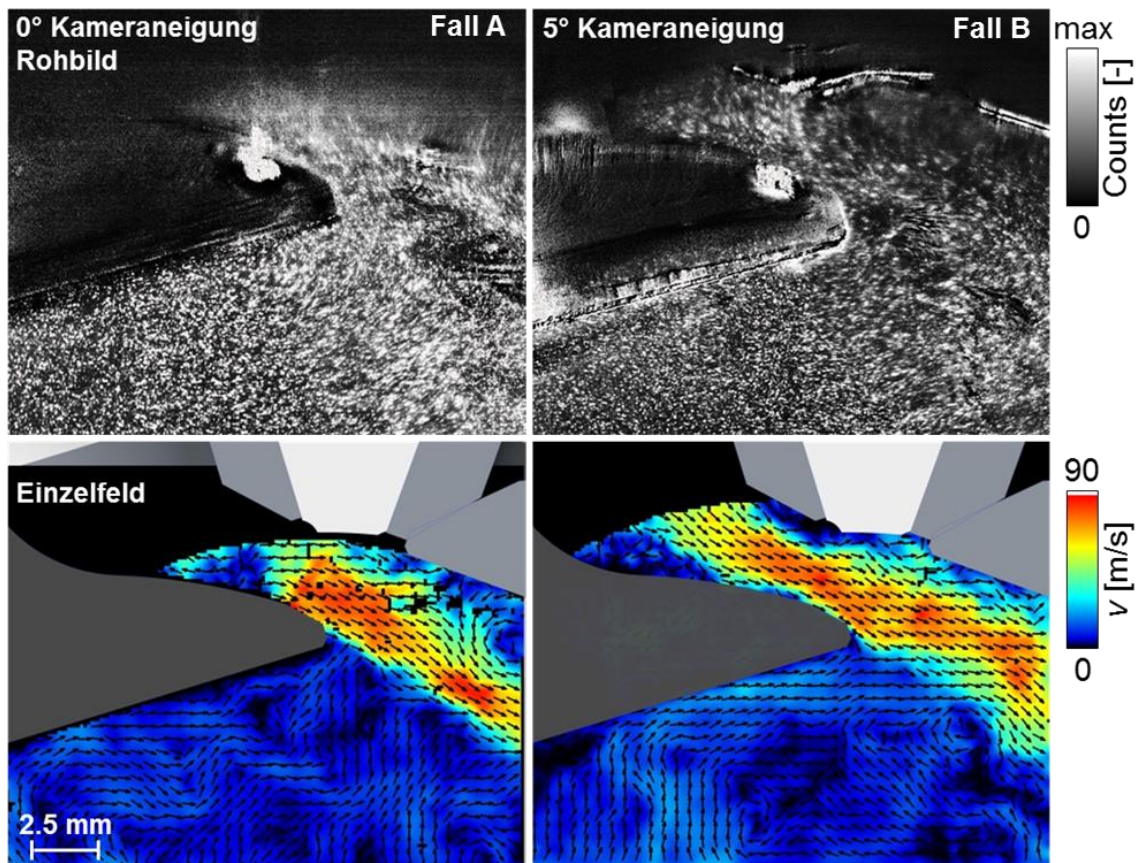


Abbildung 5.58: PIV-Rohbilder und resultierende Geschwindigkeitsfelder einer Doppelbelichtung. Kameraneigung variiert zwischen 0° links und 5° rechts. Abgebildete Strömungsfelder zeigen nur jeden vierten Vektor [226].

Aufgrund der begrenzten Tiefenschärfe werden die Partikel im rechten PIV-Rohbild (Fall B) mit unterschiedlicher Schärfe entlang der z -Richtung abgebildet. Die zunehmende Unschärfe erweckt hier den Eindruck einer variierenden Partikelgrößenverteilung und äußert sich in einer verschmierenden Intensitätsinformation in Richtung des Zylinderkopfs (z -Richtung). Angesichts der physikalischen Konsistenz zum Einzelvektorfeld im „Fall A“ sowie einer durchgängigen Geschwindigkeitsinformation ohne Fehlvektoren innerhalb des „unscharfen“ Bildbereichs, scheint es hier jedoch für den Kreuzkorrelationsalgorithmus keinerlei Probleme bei der Berechnung zu geben. Der Vergleich beider Strömungsfelder zeigt den deutlichen Flächenzugewinn durch die Neigung des Kamerasystems. Gerade der Bereich direkt unterhalb des Zylinderkopfes sowie die Flächen entlang der Ventilhohlkehle werden nun besser erfasst. Dies führt zu einem deutlichen Informationsgewinn, an den für die Strömungsablösung im Ventilsplatt verantwortlichen Grenzflächen sowie in Richtung des Ventilschafts. Ein Vergleich der Rohbilder zeigt die deutliche Abschattung des Sichtfeldes durch den Zylinderkopf. Während es links zu einer kontinuierlichen Abschwächung der Lichtintensität durch die Facette des Messrohres kommt, sind auf der rechten Seite scharfe Konturen am Dachbrennraum zu erkennen.

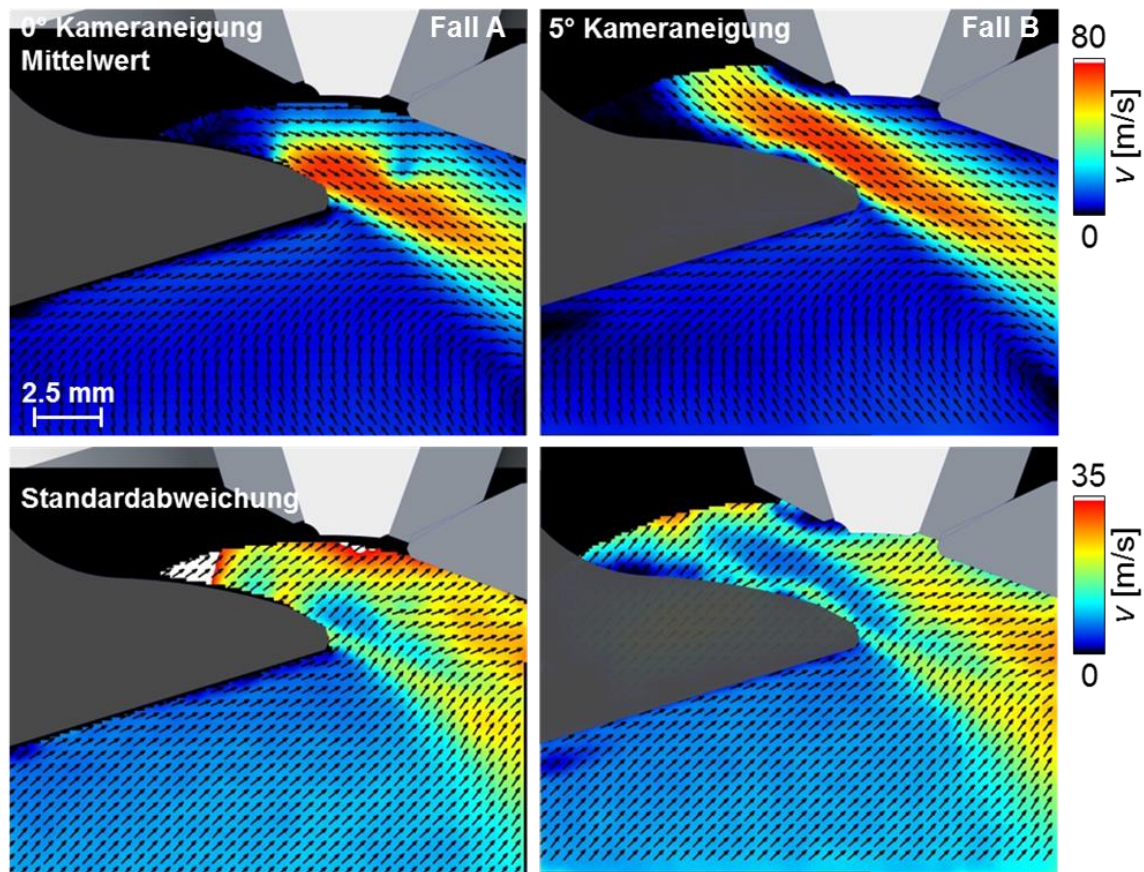


Abbildung 5.59: Mittelwerte und Standardabweichungen der aus 200 Doppelbildern berechneten Strömungsfelder. Abgebildete Strömungsfelder zeigen nur jeden vierten Vektor [226].

Infolge der Abschattung kommt es im Vektorfeld von Fall A“ zu einem abrupten Geschwindigkeitssprung am Ventilteller, der physikalisch falsch ist. Die in Abbildung 5.59 dargestellten Mittelwerte und Standardabweichungen bestätigen die bereits angeführten Problemstellen. Die im Sättigungsbereich der Farbpalette liegenden Standardabweichungen unterstreichen für den „Fall A“, dass es sich gerade in den Randbereichen der Strömungsmessung im Ventilspalt (linker äußerer Rand der Ventilkontur und am Zylinderkopf) um Artefakte innerhalb der Messung handelt. Aufgrund unzureichender Beleuchtung werden die Strömungsgeschwindigkeiten dort massiv unterschätzt. Zudem zeigt das mittlere Geschwindigkeitsfeld der Einlassströmung, etwa 2 mm hinter dem Ventiltellerrand eine weitere Fehlstelle auf, die zu einem lokalen Geschwindigkeitseinbruch in der Peripherie der Hauptströmung führt. Im „Fall B“ wirkt der Strömungsverlauf entlang des Jets schlüssiger. Die Strömungsausbildung über den Querschnitt des Ventilspalts erscheint sinnvoll und wird ebenfalls durch LES bestätigt [204].

Das mittlere Geschwindigkeitsfeld unterscheidet sich, ausgenommen der bereits angesprochenen Problembe-
reiche, global aber nicht grundlegend voneinander. Qualitativ weisen beide Strömungsfelder die gleichen Re-
zirkulationsgebiete auf, die sich allerdings örtlich nicht genau miteinander decken. Dieser Effekt ist der Ka-
meraneigung und dem leicht erhöhten Luftmassendurchfluss zuzuordnen. Da der Fokus hier aber primär auf
der Erweiterung des Sicht- bzw. Ausleuchtungsbereiches am Ventilteller liegt, spielen diese dezentralen Ab-
weichungen für die weitere Betrachtung und Bewertung nur eine untergeordnete Rolle. Quantitativ weichen
die mittleren Strömungsgeschwindigkeiten auch im Bereich des Einlassjets nur marginal voneinander ab.

Die Standardabweichungen ähneln sich grundsätzlich ebenfalls innerhalb des Bildbereiches, weisen allerdings
im „Fall A“, aufgrund der höheren Abschattung durch den Zylinderkopf, wesentlich größere Werte im rele-
vanten Ventilspalt auf. Die Standardabweichung kann hier als Indikator für mögliche Probleme innerhalb der
Messung angesehen werden. Ist die Beleuchtungsgüte beispielsweise lokal schlecht, wird hier aus verrauschten

Partikelsignalen ein Geschwindigkeitsvektor ermittelt. Der aus der schlechten Signalgüte resultierende Korrelationskoeffizient ist meist sehr gering und daher wenig belastbar. Das Ergebnis sind dementsprechend hohe Standardabweichungen in den Bereichen eines schwachen Partikelsignals. Ein quantitativer Vergleich der unter abweichenden Neigungswinkeln detektierten Strömungsfelder zeigt eine Vergrößerung des auswertbaren Bereiches um weitere 1,5%. Begrenzt man den Sichtbereich auf den Ventilsplatt so führt die Neigung des Kamerasystems („Fall B“) zu einem Flächenzugewinn von circa 50%.

Um Partikel auch im oberen Bildbereich scharf abbilden zu können und somit die Genauigkeit der Geschwindigkeitsmessung über das gesamte Detektionsfenster gleich zu halten, wurde in einem letzten Iterationsschritt ein Scheimpflug-Adapter an das Kamerasystem montiert. Dieser wird zwischen Objektiv und Sensor angeordnet und kompensiert den Neigungswinkel des Sensors zur Objektebenen durch Verkippen des Objektivs zum Sensor. Abbildung 5.60 skizziert die Funktionsweise eines Scheimpflug-Adapters. Ist die sogenannte Scheimpflug-Bedingung erfüllt, schneiden sich Objekt-, Objektiv- und Bildebene in einem Punkt. Die Objektebene wird scharf auf der gesamten Bildebene abgebildet (dieser Effekt wird allgemein auch als Schärfendehnung nach Scheimpflug bezeichnet, da die Tiefenschärfe dabei nicht vergrößert wird). Aus der Linsengleichung ergibt sich der mathematische Zusammenhang der sogenannten Scheimpflug-Bedingung:

$$\tan \phi = \beta \tan \theta \quad (5.10)$$

- θ : Winkel zwischen Objektebene und objektivseitiger Hauptebene
 ϕ : Winkel zwischen Bildebene und bildseitiger Hauptebene
 β : Abbildungsmaßstab des Objektivs

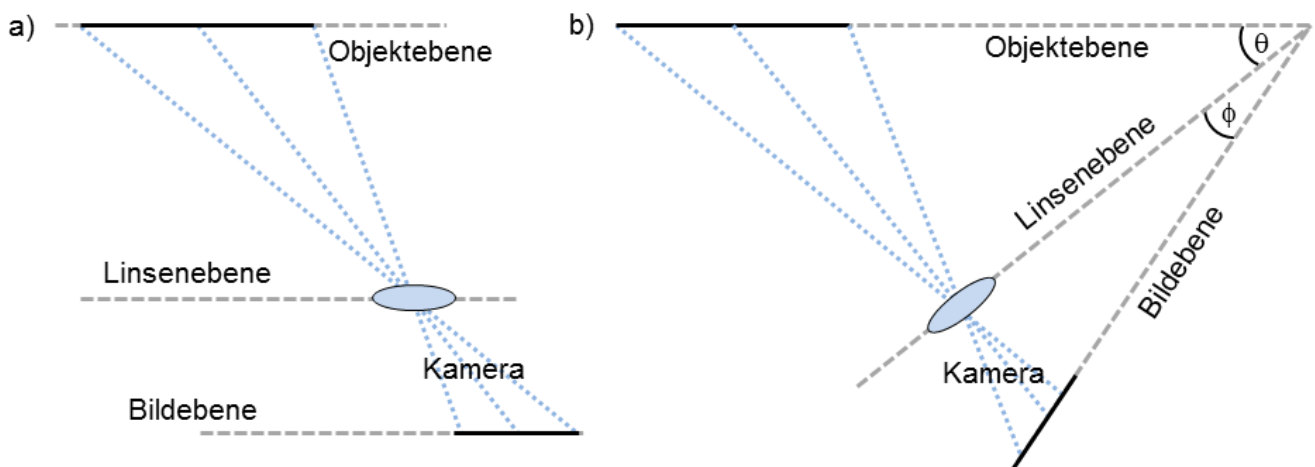


Abbildung 5.60: Schematische Darstellung zur Scheimpfluranordnung. a) Verschiebung von Objektiv und Sensor b) Schärfendehnung nach Scheimpflug [104].

Die Verschiebung von Objektiv zu Kamerasensor bewirkt eine Parallelverschiebung der optischen Achse zur Bildebene ohne dabei die eigentliche Projektion zu verändern (s. Abbildung 5.60a). Durch Neigung des vorgeschalteten Linsensystems lässt sich die Schärfenebene nach Scheimpflug'scher Regel verlagern. Die Schärfenebene kann auf diese Weise der gewünschten Objektebene angepasst und die Abbildung dadurch über den gesamten Bildbereich fokussiert werden (s. Abbildung 5.60b). Abbildung 5.62 zeigt die Schärfenkorrektur mittels Scheimpfluranordnung. Die Korrektur stürzender Linien wird hier an einem Punktraster demonstriert.

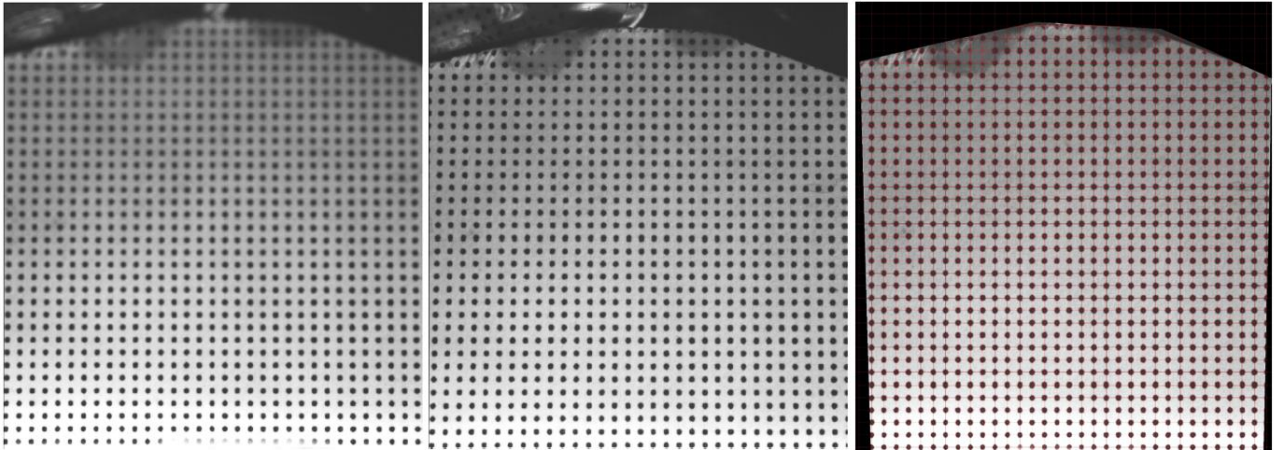


Abbildung 5.61: Aufnahme des Kalbierrasters ohne Scheimpflug-Adapter (links). Effekt der Schärfendehnung durch Neigung des Objekts zum Kamerasensor (Mitte). Korrektur stürzender Linien durch Parallelverschiebung der optischen Achse zur Bildebene (rechts) [226].

Abschließende Strömungsuntersuchungen im Ventilspalt wurden bei gleicher Druckdifferenz wie bei bereits vorgestellten Messungen (s. Tabelle 5.11) durchgeführt. Aufgrund abweichender Umgebungsbedingungen unterscheiden sich die Massenströme im Folgenden jedoch deutlich von denen der vorangegangenen Messungen und werden deshalb getrennt aufgezeigt. Die Untersuchungen sind als Machbarkeitsstudie zur räumlichen Geschwindigkeitsmessung im Ventilspalt zu sehen und nicht als Parameterstudie an der Luftflutbank. Der Fokus liegt hier auf der adäquaten Ausleuchtung des Ventilspalts und der scharfen Abbildung von Partikeln über die gesamte Detektionsebene. Die Randbedingungen der Messung sind als „Fall C“, ebenfalls Tabelle 5.11 zu entnehmen. Aufgrund der niedrigeren Temperaturen und der damit verbundenen geringeren Dichte wird die Druckdifferenz von 20 mbar nun bei einem um 19,6% verringerten Massendurchsatz erreicht (vgl. Tabelle 5.11). Die nachfolgenden Abbildungen zeigen die Geschwindigkeitsfelder für die aufgeführten Betriebsbedingungen. Der Bildbereich beträgt infolge der Neuausrichtung nun $14,5 \times 17,2 \text{ mm}^2$.

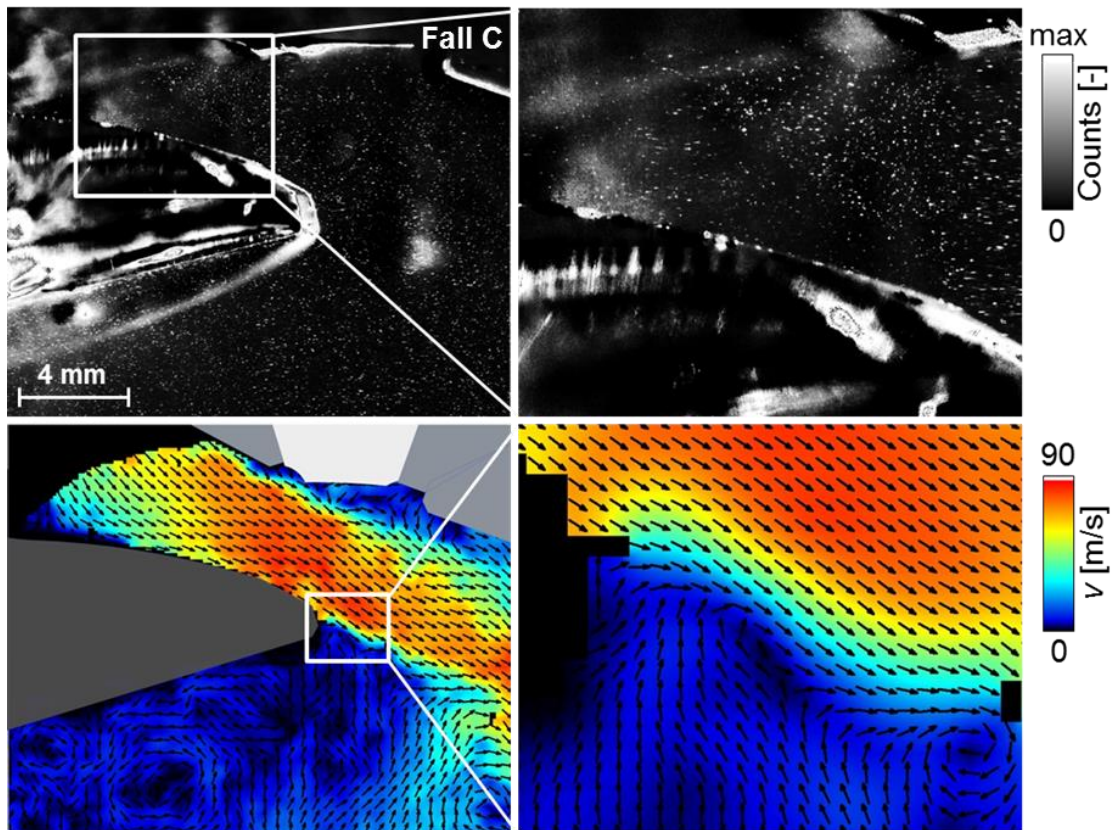


Abbildung 5.62: PIV-Rohbilder und resultierende Geschwindigkeitsfelder einer Doppelbelichtung. Kameraneigung $\phi = 5^\circ$ und $\varphi = 4,5^\circ$. Abgebildete Strömungsfelder zeigen nur jeden vierten Vektor [226].

Anders als in Abbildung 5.58 ist das Partikelsignal in Abbildung 5.62 durch die Verwendung eines Scheimpflug-Adapters im gesamten Detektionsfenster scharf abgebildet. Partikel lassen sich trotz Neigung des bildgebenden Systems um zwei Achsen, im Ventilsplatt erfassen und als physikalisch sinnvolle Strömungsinformation im Einzelbild darstellen. Die höhere Qualität der Rohbilder führt dabei gerade in den wandnahen Randbereichen des Strömungsfeldes zu weniger Fehlvektoren und damit zu belastbareren Informationen.

5.3.1 Zusammenfassung und Schlussfolgerung

Abschließend kann festgehalten werden, dass der Einsatz eines Acrylglasventils zu einer verbesserten optischen Zugänglichkeit des optisch schwer zugänglichen Ventilsplatts führt. Gerade Bereiche an der Ventilhohlkehle können durch die Beleuchtung durch den Ventilteller nun erfasst werden. Die Neigung des Kamerasystems in horizontaler und vertikaler Richtung ermöglicht die Detektion weiterer Bereiche der beleuchteten Fläche. Die Korrektur der resultierenden Abbildungsfehler über einen Scheimpflugadapter wird dabei als sinnvoll erachtet, da sich dadurch gerade in den Randbereichen belastbarere quantitative Informationen zum Strömungsfeld bestimmen lassen. Obwohl der Flächengewinn durch den Einsatz eines Kunststoffventils absolut gesehen doch sehr klein ist (bezogen auf die gesamte zentrale Tumbleschnittebene), so ist der daraus resultierende Mehrwert gerade für die Validierung von Simulationsrechnungen zur Ausbildung Zylinderinnenströmung im Brennraum nicht zu unterschätzen [204].

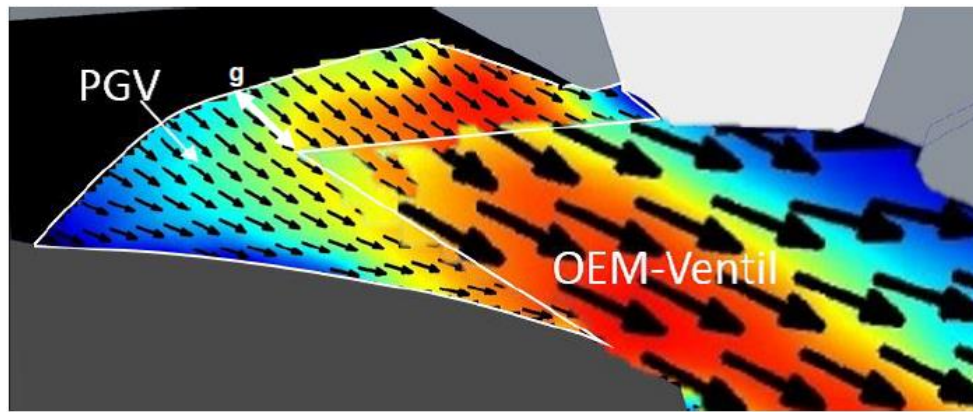


Abbildung 5.63: Zuwachs an Sichtbereich zwischen Original-Metallventil (OEM) und Acrylglas bzw. Plexiglasventil (PGV) [226].

Zudem ist der Flächenzuwachs im Ventilspalt ebenfalls mit dem Ventilhub verknüpft. Je größer der Hub, desto weiter kann in Richtung Ventilschaft beleuchtet und bestenfalls detektiert werden. Die in Abbildung 5.63 eingezeichnete Distanz g (1,8 mm) ist hier der reine Zuwachs an Sichtfeld, der durch das Neigen des Objektivs entsteht. Tabelle 5.12 dokumentiert den Zugewinn an Detektionsbereich durch die Verwendung eines Acrylglasventils ohne Neigung des Kamerasystems.

Tabelle 5.12: Flächengewinn durch Einsatz eines Acrylglasventils.

Ventilhub	Metall	Acrylglas	Flächenzuwachs
3 mm	30600 Pixel	38916 Pixel	21,37%
5 mm	77478 Pixel	110928 Pixel	30,15%
7 mm	153168 Pixel	209030 Pixel	26,72%

Die aufgeführte Flächenerweiterung bezieht sich hier ausschließlich auf den Ventilspalt. Als Orientierungspunkt diene bei der Auswertung die Ventiltellerkante. Der Flächenzuwachs ist wie aus der Tabelle zu entnehmen, ventilhubabhängig und durchläuft innerhalb der groben Rasterung sein Maximum bei 5 mm. Für größere Hübe fällt der Zugewinn aufgrund der besseren direkten optischen Zugänglichkeit durch den größeren Ventilspalt ab.

6 Innermotorische Temperaturmessungen

Verschiedene Universitäten und Forschungseinrichtungen beschäftigen sich die letzten Jahre über verstärkt mit der thermischen Charakterisierung von Verbrennungsmotoren. Das globale Ziel vieler Vorhaben ist die Erweiterung des Kennfeldbereiches der Homogenen-Selbstzündung, um dieses Brennverfahren zukünftig als verbrauchsoptimierende Teillaststrategie in modernen Verbrennungsmotor einsetzen zu können [9, 118, 228-233]. Neben Studien an thermodynamischen Vollmotoren und optischen zugänglichen Aggregaten, sind ebenfalls Untersuchungen an rudimentäreren Aufbauten wie Hochdruck-Hochtemperatur-Zellen und Rapid Compression Machines (RCM) durchgeführt worden. Die Auswirkungen fundamentaler Wärmetransferprozesse auf das Ladungsgemisch innerhalb der Kompressionsphase sowie der nachfolgenden Verbrennung konnten so näher erforscht und verstanden werden. Zusätzlich dienten die Untersuchungen als Datenbasis zur Validierung der Homogenen Kompressionszündung (HCCI) bzw. der Controlled Auto-Ignition (CAI) durch verschiedenste Simulationsansätze.

6.1 Thermische Charakterisierung der Selbstzündung

Große Teile, der in diesem Unterkapitel zu findenden Messergebnisse sowie der dort erörterten Zusammenhänge, sind einer im Rahmen eines Verbundprojekts (FVV Projekt Nr.:1022) entstanden Veröffentlichung entnommen worden [116]. Die Publikation „Thermal stratification in an internal combustion engine due to wall heat transfer measured by laser-induced fluorescence“ ist dabei in enger Zusammenarbeit mit Herrn Professor Sebastian A. Kaiser entstanden.

Erste grundlegende Unterschiede zwischen den Wärmetransferprozessen in konventionellen Ottomotoren und homogen-selbstzündenden Aggregaten konnten durch Messungen des instantanen Oberflächenwärmestroms, mittels schneller Wärmestromsonden sowie Thermoelementen an der Kolbenoberfläche und dem Zylinderkopf, aufgezeigt werden [234]. Da die dort gemessenen räumlichen Variationen im Temperaturfeld klein sind, floss hier lediglich das räumliche Mittel in die Quantifizierung des globalen Wärmestroms (vom heißen Gas zu den kalten Brennraumwänden) ein. Weitere Untersuchungen zum globalen Wärmetransfer im Brennraum bei variierenden Betriebsbedingungen (Drehzahl, Last und Einlauftemperatur) folgten und ermöglichten letztlich die Anpassung der von Woschni für Diesel- und Ottomotoren aufgestellten Wärmetransfergleichung [235], durch Chang auf den HCCI-Betrieb [230]. Experimente zur thermischen Sensitivität des Verfahrens gegenüber variierenden Betriebsbedingungen zeigten nachfolgend einen signifikanten Einfluss der Wandtemperatur auf den Verbrennungsprozess. Im Vergleich zu konventionellen Brennverfahren reagierte die Wärmefreisetzungsrate des HCCI-Betriebs weitaus empfindlicher auf Wandtemperaturänderungen [236]. Eine Erhöhung der Wandtemperatur (bewerkstelligt über die Konditionierung der Betriebsmedien) ging dabei mit einer drastischen Erhöhung der Wärmefreisetzungsrate einher. Ferner zeigten Langzeitversuche einen Zusammenhang zwischen Ablagerungen sogenannter Combustion Chamber Deposits im Brennraum und der Wärmefreisetzungsrate. Aufgrund einer sich ausbildenden Ablagerungsschicht stieg die Wärmefreisetzungsrate im Brennraum über die Laufzeit stetig an und stagnierte erst als ein Gleichgewichtszustand erreicht wurde [237, 238]. Die zugrundeliegenden physikalischen Phänomene, die ursächlich für diesen Zusammenhang sind, wurden jedoch bis heute nicht geklärt.

Mithilfe der homogenen Benzinselbstzündung lässt sich eine extrem hohe innermotorische Effizienz, bei gleichzeitig sehr geringen Emissionswerten umsetzen. Experimente unter Laborbedingungen demonstrierten bereits das enorme Potenzial dieser Teillaststrategie, aber auch die Herausforderung, die es bis zur Serienreife zu bewältigen gilt [239, 240]. Die Probleme lassen sich größtenteils auf Unzulänglichkeiten in der Kontrolle der Initiierung und Dauer der Verbrennung im Zyklus zurückführen. Da die Umsetzung des Brennstoffs nahezu simultan im gesamten Volumen des Brennraums abläuft, kommt es zu einem sehr hohen Druckanstieg. Der steile Gradient ist zwar thermodynamisch wünschenswert, da er nahe an einer isochoren Verbrennung liegt, führt aber zu einem Betrieb mit hoher (teils irreversibler) Bauteilbelastung und Geräuschentwicklung.

Um die Wärmefreisetzungsrate auf einem akzeptablen Niveau zu halten, wird in der Regel eine Hochlastgrenze für den CAI-Betrieb abhängig von der Brennraumgeometrie vorgegeben. Im Falle eines vollständig homogenisierten Ladungsgemisches und uniformer Temperaturverteilung, ist die Verbrennung alleine durch die Verbrennungsschemie bzw. Reaktionskinetik limitiert. Im Falle der Selbstzündung ist dann mit extrem hohen Druckanstiegsraten zu rechnen.

Ist das Ladungsgemisch hingegen (in irgendeiner Form) inhomogen durchmischt (z.B. bezogen auf die Temperatur- oder die Kraftstoff-Konzentrationsverteilung), durchläuft die Selbstzündung einen sequentiellen Verlauf. Regionen mit günstiger Zündrandbedingung starten dabei die Kraftstoffumsetzung und werden gefolgt von Bereichen mit abfallender Randbedingung. Durch den zeitlichen Versatz innerhalb der Selbstzündung stellt sich somit ein moderater Druckanstieg aufgrund einer gestaffelten Kraftstoffumsetzung ein. Der angeführte Effekt lässt sich natürlich auch über eine beabsichtigte Stratifizierung des Ladungsgemisches im Zylinderinneren „künstlich“ erzeugen. Über lokale Inhomogenitäten im Kraftstoff-Luftverhältnis [239, 241-243], die jedoch nicht immer effektiv in einer Minderung des Druckanstiegsgradienten sind [244] oder durch den Einsatz zweier Kraftstoffe unterschiedlicher Reaktivität [245], lässt sich beispielsweise eine sequentielle Zündung praktisch realisieren. Da die Chemie der Selbstzündung in hohem Maße von der Ausgangstemperatur der Gasphase abhängt, führen Temperaturinhomogenitäten im Ladungsgemisch ebenfalls zu einem Abfall der Druckanstiegsrate [243]. Temperaturinhomogenitäten lassen sich beispielsweise durch das Ansaugen von heißem (rückgeführtes Abgas) und kaltem (Frischlufte) Gas während des Einlasstakts induzieren [246-249]. Die turbulenten Mischungsvorgänge in Verbrennungsmotoren sind jedoch äußerst effizient in der Beseitigung solcher „thermischer Stratifizierungen“ [122]. Dec et al. zeigten mit ihren Experimenten zur Selbstzündung in einem optisch zugänglichen Verbrennungsmotor, dass sich Temperaturinhomogenitäten auf natürlichem Weg innerhalb der Kompressionsphase im Brennraum ausbilden [118, 250]. Als Begründung führten die Autoren den stetigen Wärmeaustausch zwischen kalten Brennraumwänden und heißerem Ladungsgemisch in der Kompression an. Nichtsdestotrotz blieben einige Details unklar, da gerade präzise, laserbasierte Messungen der Gasphasentemperatur eine sehr große Herausforderung darstellen.

6.1.1 Innermotorische Messung der Gasphasentemperaturfluktuationen durch Toluol-Ein-Farben-Thermometrie

Temperaturmessungen sind in der rauen Umgebung eines optischen Motors bekanntermaßen schwierig. Kohärente anti-Stokes Raman Spektroskopie (CARS), Infrarot-Absorption, Rayleigh-Streuung und laserinduzierte Fluoreszenz gehören zu den Techniken, die sich in der Vergangenheit dieser Herausforderung gestellt haben. CARS wurde angewendet, um die Zylinderinnentemperatur während der Benzinselbstzündung zu messen [251]. Der Vorteil dieser Messtechnik besteht darin, die Temperatur nicht nur während der Kompressionsphase zu messen, sondern auch noch nach der Verbrennung bestimmen zu können. Der Hauptnachteil ist, dass diese Messtechnik nur als Punktmessverfahren ausgereift ist. Absorptionsbasierte Messtechniken können äußerst präzise bei einer hohen zeitlichen Auflösung sein [252], erzeugen aber linienintegrierte, also nur semi-quantitative Information, die meist schwer zu interpretieren sind. Rayleigh-Streuungsmessungen können aufgrund des Signalbeitrags der Oberflächenstreuung nicht dicht an Oberflächen eingesetzt werden. In optisch zugänglichen Motoren treten daher bildgebende Tracer-basierte Messverfahren zusehends in den Vordergrund. Die laserinduzierte Fluoreszenz eines Tracers, der einem nicht-fluoreszierenden Kraftstoff zugegeben wird, kann dazu genutzt werden den Durchmischungsprozess zwischen Kraftstoff und Frischgas oder anderer skalare Größen zu untersuchen [108]. Allgemein hängt der hier zugrundeliegende photophysikalische Prozess neben der Anregungswellenlänge, der Gaszusammensetzung und dem Druck, ebenfalls von der Temperatur ab (Kap. 3.4.1.3). Im Speziellen, wird die Temperaturabhängigkeit der Tracer-LIF [253] für präzise Temperaturmessungen ausgenutzt [117, 254-259]. Aufgrund der spektralen Rotverschiebung des Emissionsspektrums in Bezug auf die Anregungswellenlänge (Kap. 3.4.1), kann das Fluoreszenzsignal vom Laserlicht spektral separiert werden und somit eine Messung auch oberflächennah durchgeführt werden.

Innerhalb der durchgeführten LIF-Messungen wird Toluol als Temperaturmarker eingesetzt und homogen der Ansaugluft beigemischt, um präzise Messungen der relativen Temperaturfluktuationen im Zylinder zu erhalten (Kap. 4.3.1). Die eingesetzte Technik wird von Dec et al. [260] adaptiert, jedoch auf die hier vorliegenden experimentellen Versuchsbedingungen zugeschnitten. Im Folgenden wird die eingesetzte Messtechnik detailliert beschrieben und im Speziellen auf die Umrechnung von Signalintensitäten in Temperaturen eingegangen. Zudem werden die resultierenden Temperaturfelder vorgestellt und deren strukturelle Ausbildung innerhalb der Kompressionsphase beschrieben. Folgende Ziele lassen sich demnach im Vorfeld definieren: Es soll die hier vorgestellte und angewendete Tracer-LIF-Thermometrie quantitativ bewertet und zudem die Ausbildung von Temperaturfluktuationen und Temperaturschichtungseffekten im Brennraum innerhalb der Kompressionsphase für eine typische Ottomotorgeometrie mit Dachbrennraum untersucht werden.

6.1.2 Toluol-Thermometrie

Toluol ist ein im UV-Bereich optisch anregbarer Tracer, der vergleichbare physikalisch-chemische Eigenschaften wie iso-Oktan und n-Heptan besitzt, die üblicherweise als hochreine Ersatzkraftstoffe für Benzin eingesetzt werden. Als Komponente kommerzieller Kraftstoffe wird Toluol ebenfalls als Teil eines Drei-Komponenten Modellkraftstoffs verwendet. Detaillierte Modelle zur Zünd- und Reaktionschemie dieser Kraftstoffe finden sich in [125, 261]. Mit steigender Temperatur zeigt Toluol-LIF sowohl eine spektrale Rotverschiebung als auch eine stark abfallende Fluoreszenzquantenausbeute (s. Kap. 3.4.1.3). Durch die Messung zweier ausgewählter Spektralbereiche (Zwei-Farben-LIF, s. Kap. 4.3.2) kann hier die Temperatur- sowie die Konzentrationsverteilung innerhalb der Messebene auch bei räumlich inhomogener Kraftstoffverteilung bestimmt werden [117]. Des Weiteren korrigiert diese auf Verhältnisbildung beruhende Messtechnik Laserenergiefluktuationen und ermöglicht dadurch auch den Einsatz hochrepetierender instabiler Laserquellen [120, 262]. Dennoch eignet sich die Zwei-Farben-Thermometrie, aufgrund der geringen spektralen Änderung und der damit verknüpften niedrigen Temperatursensitivität im motorisch relevanten Temperaturbereich nur bedingt für die Messung der angesprochenen Zielgröße. Das Signalverhältnis der beiden Spektralkanäle ändert sich über die Kompressionsphase (300–800 K) gerade einmal um den Faktor 10. Im Vergleich dazu nimmt die Toluol-LIF-Quantenausbeute über den identischen Temperaturbereich um 2,5 Größenordnungen ab [253, 263]. Dies gilt jedoch nur in sauerstofffreier Atmosphäre. Zudem ist eine Temperaturmessung nur in einer homogenen Konzentrationsverteilung umsetzbar.

Um das gesteckte Ziel der Detektion kleiner Temperaturfluktuationen entlang der Kompressionsphase zu erreichen, wurde das verwendete Einzylinderaggregat mit einem (nahezu ideal) vorgemischten Stickstoff-Toluol-Gemisch versorgt. Unter der Annahme einer konstanten Druckverteilung im Brennraum, lassen sich so alle Variationen in der Signalintensität auf Änderungen in der lokalen Temperaturverteilung zurückführen. Angeregt durch Koban et al. [253] wurde diese Methode erstmals durch Dec und Hwang [260] in einem nutzkraftfahrzeuggroßen HCCI-Motor zur Bestimmung lokaler Temperaturfluktuationen angewendet. Ebenso verwendeten Strozzi et al. das breitbandige Toluol-LIF-Absolutsignal, um die Temperaturverteilung im Hubvolumen einer Rapid Compression Machine (RCM) zu bestimmen [264]. Die Kalibrierung unter Berücksichtigung der Absolutintensität gestaltete sich jedoch unter motorischen Betriebsbedingungen als schwierig. Dec und Hwang [260] folgend wurde innerhalb der durchgeführten Datenauswertung der bildgebend erfasste, phasengekoppelte Intensitätsmittelwert als Referenzfeld genutzt, um die lokale instantane Temperaturvariation um den Phasen-Mittelwert (nicht die Absoluttemperatur) innerhalb eines Einzelzyklus bestimmen zu können.

Im Vergleich zu Ref. [260] wurde hier eine andere Motorgeometrie verwendet, die neben einem flachen Kolben die für Ottomotoren typische, tumblegenerierende Dachbrennraumgeometrie aufweist und keine Drallströmung erzeugt. Zudem wurde in den Experimenten auf eine Anregung der Toluol-LIF durch einen KrF*-Excimerlaser bei 248 nm übergegangen. Die Vorteile beim Einsatz dieser Laserwellenlänge liegen in der effizienteren Fluoreszenzdetektion. Durch die verbesserte spektrale Trennung zwischen Anregungswellenlänge

und Emissionsspektrum sowie der 2–3 Mal längeren Pulslänge im Vergleich zum Nd:YAG-Laser können Sättigungseffekte oder Photobleaching des Tracers verhindert werden. Des Weiteren ist die hohe Temperatursensitivität der Toluol-LIF bei einer Anregungswellenlänge von 248 nm anzuführen, die ebenfalls größer ist als bei einer Anregung unter 266 nm. Letzteres begründet sich im Absorptionsquerschnitt, der bei einer Anregung mit 266 nm im relevanten Temperaturregime (300–900 K), um den Faktor 3 ansteigt [253], also dem allgemeinen Trend einer abfallenden Signalintensität bei steigender Temperatur entgegenwirkt und die Temperatursensitivität senkt (Kap. 3.4.1.3). Dennoch reduziert sich aber auch hier bei hohen Temperaturen das Fluoreszenzsignal.

6.1.3 Versuchsträger und Betriebsbedingungen

Die Experimente sind ebenfalls an dem bereits in Kapitel 5.1 vorgestellten optisch zugänglichen Einzylinder-motor durchgeführt worden. Eine schematische Darstellung des Transparentmotors mit angedeuteter Licht-schnittebene zeigt Abbildung 6.1. Die darunter aufgeführte Tabelle 6.1 legt einige Details zur den Betriebsparameter der Messung dar.

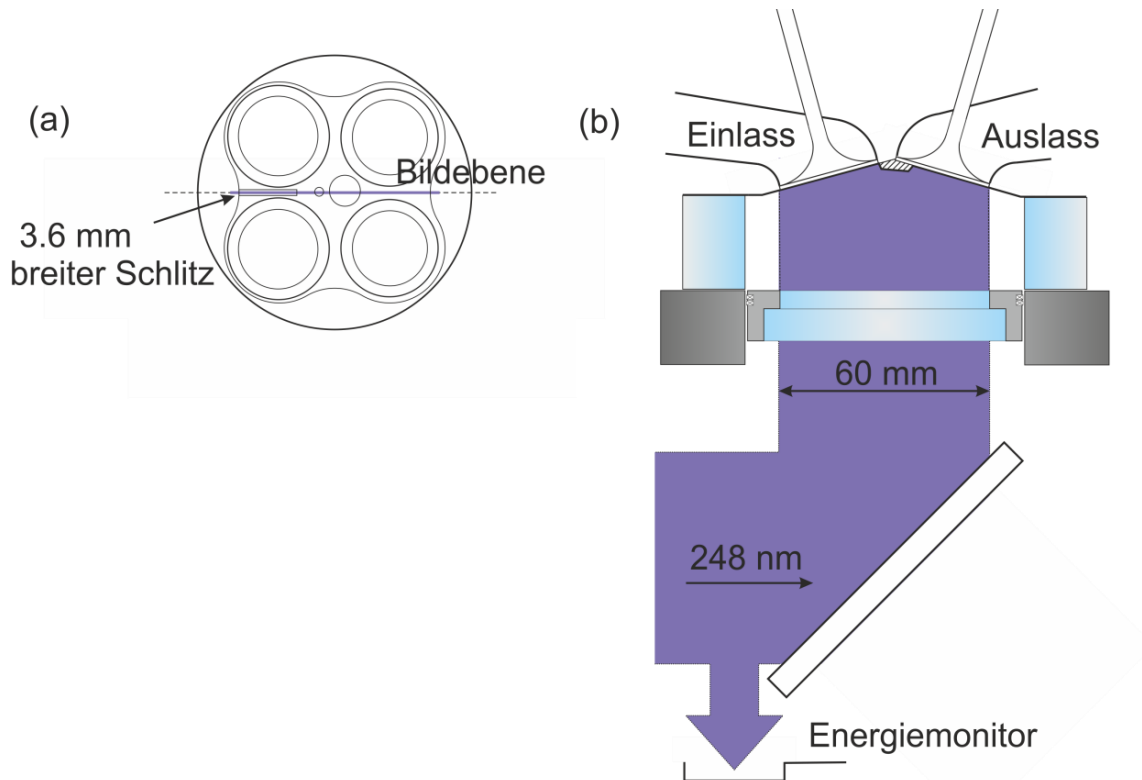


Abbildung 6.1: a) Schematische Darstellung des Zylinderkopfs, b) Schnittdarstellung des Zylinderkopfs und Brennraums mit ausgeleuchtetem Messbereich in Aufnahmerichtung.

Während der Experimente wurde der Motor im geschleppten Betrieb mit einem vorhomogenisierten Ladungsgemisch aus Stickstoff, iso-Oktan und Toluol betrieben. Um eine ideale Durchmischung des eingebrachten Modellkraftstoffs (bestehend aus jeweils 50 Vol.% iso-Oktan und Toluol) mit dem angesaugten Stickstoffstrom im Einlasskanal zu gewährleisten, wurde dieser mittels Piezo-Injektor (A-Düse) bei einem Kraftstoffdruck von 120 bar in eine etwa 50 cm vor den Einlassventilen befindliche Vormischkammer eingespritzt. Trotz der angesprochenen Hochdruckeinspritzung und der nachfolgenden turbulenten Durchmischung mit ausreichender Homogenisierungslänge im Einlasstrakt, könnten verbleibenden Ladungsinhomogenitäten innerhalb der Kraftstoffkonzentrationsverteilung hier nicht vollständig ausgeschlossen werden. Das verwendete Luftverhältnis, welches Luft anstatt Stickstoff berücksichtigt, betrug innerhalb der Versuchsreihen 1,35.

Tabelle 6.1: Betriebsparameter.

Drehzahl	2000 min ⁻¹
Modellkraftstoff (Mischungsverhältnis)	iso-Oktan / Toluol (50 /50 Vol.%)
Einlassdruck und Gas	1 bar, Stickstoff
Einlasstemperatur	333 K
Öl und Kühlwassertemperatur	333 K

Das angesaugte Ladungsgemisch und die Betriebsmittel Öl und Kühlwasser wurden auf eine Temperatur von 333 K konditioniert. Der Ansaugdruck am Einlasskanal wurde dabei auf konstante 1004 mbar geregelt. Um einen möglichst akkuraten Übertrag der Fluoreszenzsignalintensitäten auf die Zielgröße Temperatur zu bewerkstelligen, wurden zwei weitere Einlass- und Betriebsmitteltemperaturen angefahren (313 und 353 K). Damit der Massenstrom ebenfalls konstant gehalten werden konnte, ist der Ansaugdruck auf 977 bzw. 1037 mbar nachgeregelt worden.

Der gepulste Laserstrahl des KrF-Excimerlasers ist innerhalb des Experiments, durch einen geeigneten optischen Aufbau mit Teleskoptiken, zu einem circa 1 mm dicken und circa 60 mm breiten Lichtschnitt aufgeweitet und nahezu kollimiert in Richtung des Messvolumens umgelenkt worden. Reflektiert durch einen in die Aussparung der Bowditch-Kolbenverlängerung geschoben 45°-Spiegel, wurde das Laserlichtblatt dann in der zentralen Symmetrieebene des Zylinders positioniert (s. Abbildung 2.1). Über diese Lichtschnitteinkopplung wurde dabei nahezu der gesamte Bohrungsdurchmesser in Richtung des Brennraumdachs ausgeleuchtet. Mittels der beschriebenen Lichtschnittenanordnung konnten so 35 mJ/Puls an Laserenergie in das Messvolumen eingekoppelt werden. Eine Photodiode zeichnete zudem zu jedem Laserpuls ein proportionales Spannungssignal mit, um etwaige Schwankungen innerhalb der Anregungsenergie auf die resultierende Fluoreszenzsignalintensität nachträglich korrigieren zu können.

Ein mit einer intensivierten Relay-Optik (LaVision IRO, S20 Phosphor, Vergrößerung $M = 0,46$) ausgestattetes CCD-Kamerasystem (LaVision, Imager Intense) detektierte die über einen Laserlichtschnitt angeregte Toluol-LIF durch einen Quarzglaszylinder. Um unerwünschtes Laserstreulicht zu unterdrücken, wurde ein dielektrischer Langpassfilter (Semrock Brightline LP248) eingesetzt. Aufgrund des verwendeten, lichtstarken UV-Objektives (Sodern, $f = 45$ mm, $f_{\#} = 1,8$) betrug die projizierte Pixelgröße innerhalb der Experimente 37 $\mu\text{m}^2/\text{Pixel}$.

Einen weitaus besseren Ansatz die optische Auflösungsgüte bildgebender Systeme zu quantifizieren stellt jedoch die Linienspreizfunktion (LSF) dar. Die Anpassung der experimentell ermittelten LSF über eine Gauß'sche Fitfunktion ergab für das verwendete Detektionssystem eine Halbwertsbreite (Full Width at Half Maximum, FWHM) von 360 μm . Die nachfolgenden Ergebnisse wurden durch Tiefpass-Gaußfilterung bei einer Filterkerngröße von FWHM = 100 μm erzeugt. Die Wahl fiel hier auf einen Gauß-Filter, da dessen lineare Charakteristik einfach nachzuvollziehen ist. Die Eigenschaften des bildgebenden Systems nach linearer Tiefpassfilterung führten abschließenden zu einem räumlichen Auflösungsvermögen von 373 μm (FWHM) in der Detektionsebene.

Serien phasengekoppelter Toluol-LIF-Einzelbilder wurden zu verschiedenen Kurbelwellenwinkeln zwischen -180 und 0°KW (ZOT) zusammengefasst und als Datenpunkte in Abbildung 6.2 dargestellt. Jedem Kurbelwellenwinkel und jeder Einlasstemperatur liegt eine Datenreihe von 100 LIF-Detektionen und Hintergrundaufnahmen (mit ausgeschalteter Kraftstoffzufuhr) zugrunde. Die Datensätze wurden bei einer Einlaufemperatur von $T_{\text{in}} = 333$ K aufgezeichnet. Die weiteren Messungen bei Ansaugtemperaturen von 313 bzw. 353 K dienten hier lediglich Kalibrierzwecken.

6.1.4 Datenauswertung und Temperaturkalibrierung

Allgemein folgt die hier angewendete Datenauswertung der aufgestellten Prozedur Ref. [260], unterscheidet sich allerdings in der Umsetzung der Temperaturkalibrierung stark von dieser Routine. So wird auch hier der gemittelte Hintergrund von jedem Einzelbild abgezogen und eine Einzelschussenergiekorrektur an jedem Einzelbild durchgeführt. Daran schließt sich auch hier die Bestimmung des phasengekoppelten Mittelwerts (bestehend aus 100 LIF-Einzelbelichtungen) für jeden Kurbelwellenwinkel an. Die nachfolgende Division eines jeden Einzelbildes durch das entsprechende Phasenmittel, führt dabei zu Skalarfeldern relativer, instantaner Intensitätsfluktuationen. Die Rechenoperation bewirkt zudem eine Korrektur von Ungleichmäßigkeiten in der Antwortfunktion des Detektionssystems, wie beispielsweise starker Vignettierung durch den Kolben nahe des ZOTs. Mittlere Inhomogenitäten in der örtlichen Energieverteilung des Laserlichtschnitts sowie Absorptionseffekte im Messvolumen werden überdies vermindert. Es wird in diesem Kontext angemerkt, dass eine Division durch das Phasenmittel zu einem Verlust der absoluten Intensitätswerte führt. Die benötigte Information zur Bestimmung der absoluten Gasphasentemperatur im Messvolumen geht dadurch verloren. Es verbleiben somit lediglich die Fluktuationen um den Mittelwert im Einzelbild erhalten, deren Schwankungsgröße aber einer Temperatur zugeordnet werden kann.

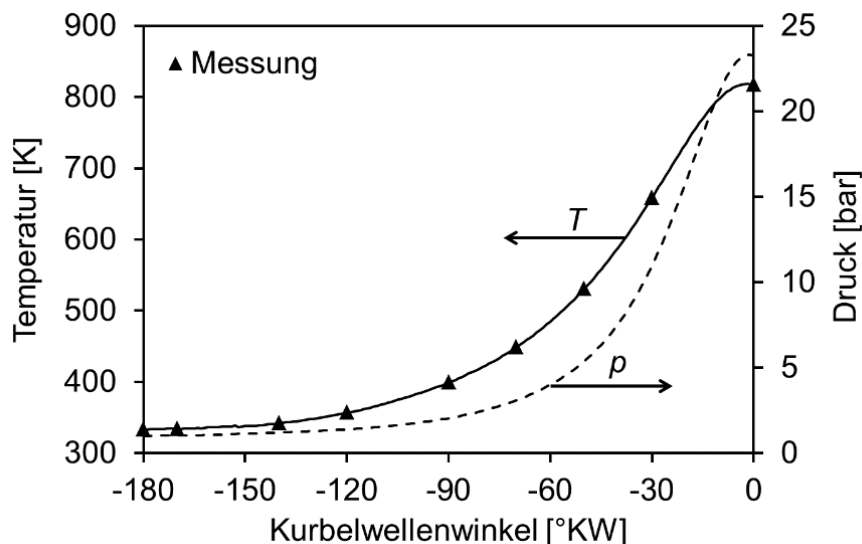


Abbildung 6.2: Verlauf der Zylinderinnentemperatur berechnet unter der Annahme einer isentropen Kompression bei einer Starttemperatur von 333 K. Messungen bei den dargestellten Kurbelwellenwinkeln und Drücken.

Hierfür wird die Zylinderinnentemperatur über den gemessenen Druckverlauf und unter Annahme einer isentropen Kompression bestimmt. Die Temperatur des Ladungsgemischs im Zylinder wird nach Schließen der Einlassventile (-176°KW ZOT) mit der Einlasstemperatur (entspricht der Temperatur der konditionierten Betriebsmittel) gleichgesetzt. Durch die Berechnung der Gasphasentemperatur über den Druckverlauf, wird der Effekt des globalen Wärmetransfers im Zylinder berücksichtigt. Die unter Verwendung der Isentropenbeziehung bestimmte Gasphasentemperatur bezieht sich hingegen allein auf den unberührten Teil des (hypothetisch) adiabaten Kerns im Ladungsgemisch [260]. Die berechnete Temperatur ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Die Spitzentemperatur im oberen Totpunkt beträgt 810 K.

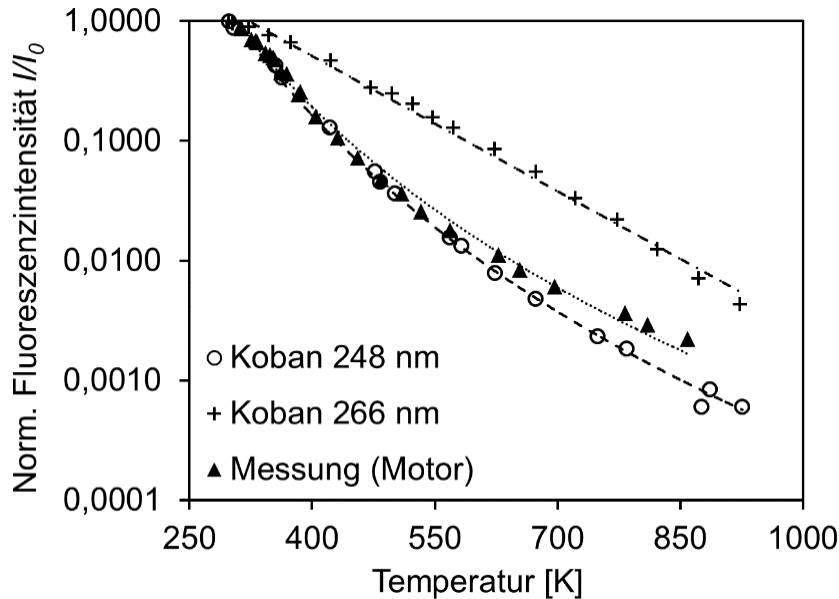


Abbildung 6.3: Temperaturabhängigkeit der Toluol-LIF in N_2 . Dargestellt sind die Datenpunkte aus den Zellenmessungen [253] mit Anregung bei 248 und 266 nm sowie die Datenpunkte der im Einzylinderaggregat gemessenen (248 nm) Fluoreszenzintensitäten, deren Temperaturverlauf unter der Annahme einer isentropen Kompression berechnet wurde. Die Teilchenzahldichte wurde für die motorischen Messungen korrigiert. Regression: siehe Text.

Die in Abbildung 6.3 dargestellten gefüllten Dreiecke zeigen die gemessene, in einer zentralen Region geringer Standardabweichung gemittelte, absolute Toluol-Fluoreszenzintensität einer LIF-Detektion. Diese wurde korrigiert auf die kurbelwinkelabhängige Tracer-Teilchenzahldichte und ist hier als Funktion der Temperatur aufgetragen. Jeder dargestellte Datenpunkt entspricht einem Ensemblemittel bei einem spezifischen Kurbelwellenwinkel und einer spezifischen Einlasstemperatur. Zudem sind die entsprechenden Zellenmessungen von Koban et al. bei Atmosphärendruck, für die Anregungswellenlängen 248 nm (offene Kreise) und 266 nm (Kreuze) mit in das Diagramm eingefügt. Alle dargestellten Datensätze sind auf den Zustand bei 296 K normiert. Konsistent zu den Ergebnissen vorhergehender innermotorischer Untersuchungen bei gleicher Anregungswellenlänge [129, 265], zeigt der Vergleich zwischen den Zellenmessungen ($p = \text{const.} = 1 \text{ bar}$) und dem hier gemessenen Datensatz ($p \neq \text{const.} > 1 \text{ bar}$), dass die Nichtberücksichtigung des Druckeinflusses auf die Toluol-LIF in Abwesenheit von Sauerstoff zu keinen schwerwiegenden Fehlern führt. Die Motormessungen liegen für Temperaturen unter 600 K in guter Übereinstimmung zu denen von Koban, während die Werte für Kurbelwellenwinkel größer -50°KW ($T > 600 \text{ K}$) die zu erwartenden mittleren Signalintensitäten übertreffen. Die Temperatur ist somit eigentlich geringer. Dies deckt sich mit den später aufgeführten Einzelbildern, in denen große Bereiche des Temperaturfeldes offensichtlich durch die Interaktion mit den kälteren Wänden beeinflusst werden. Da die berechnete (isentrope) Temperatur nur für die vom Wärmetransfer unbeeinflussten Bereiche gilt, wandgeköhltes Ladungsgemisch aber mit in die Bildevaluierung zur Temperaturkalibrierung einbezogen wurde, ist die resultierende mittlere Temperatur der Felder niedriger als erwartet. Die detektierten Signalintensitäten sind demzufolge höher. Die sich aus der mittleren Intensitätsverteilung ergebende Temperatur kann also nicht exakt bestimmt werden.

Durch die physikalische Konsistenz zwischen Messung und Literaturdaten wurden hier die bereits beschriebenen Zellendaten für die Umrechnung der lokalen Intensitätsfluktuation in Temperaturfluktuationen genutzt. Die Auswirkung des Druckeinflusses auf die Signalintensität und damit verbunden auf die Größe der Temperaturfluktuationen, könnte durch Kalibrierung bei gleichen Kurbelwellenwinkeln umgangen werden [260], jedoch stünden dann weniger Datenpunkte zur Kalibrierung einer jeden Näherung zur Verfügung.

Nach Anregung bei 248 nm wurde der Signalverlauf durch Zellenmessungen bereits im Vorfeld über einen doppel-exponentiellen Abfall abgeschätzt [129, 253, 263]. Sowohl für die Zellen- als auch für die im Motor

bestimmten Daten wurde nachfolgend eine geeignete Fitfunktion (Methode der kleinsten Quadrate) der Form $I / I_0 = a (T / T_0)^b$ bestimmt. Abbildung 6.3 zeigt die approximierten Verläufe mit I_0 als Referenzintensität zur Referenztemperatur von $T_0 = 296$ K. Die beste Abschätzung ist für die Daten von Koban bei $a = 1,191$ und $b = -6,745$ erreicht, während die geeignetste Abschätzung für die Motordaten bei den Koeffizienten $a = 0,892$ und $b = -6,207$ liegt. Der zusätzliche Faktor $1/T$ berücksichtigt den konstanten Druck innerhalb jedes Einzelbildes. Abbildung 6.3 zeigt hier jedoch den Verlauf bei konstanter Dichte.

6.1.5 Messunsicherheiten

Die aufgeführten Messungen enthalten Fluktuationen um die berechnete mittlere Temperatur. Statistische Fehler, die mit der Präzision der Messung einhergehen, lassen sich allgemein über die Wurzel der aufsummierten Quadrate bestimmen. Systematische Fehler, die mit der Genauigkeit einhergehen, fließen hingegen multiplikativ ein. Eine systematische Messabweichung im absoluten Sinn existiert hier, aufgrund der zugrundeliegenden Kalibrierung durch die Daten von Koban, nicht. Obwohl eine Abschätzung der Genauigkeit der berechneten Zylinderinnentemperatur in diesem Zusammenhang durchaus hilfreich wäre. Statistische Fehler werden hier vom Kamerarauschen, von Schuss-zu-Schuss-Fluktuationen in der Laserenergie (die zwar mitgeschrieben, aber nicht vollständig korrigiert werden können) sowie von zeitabhängigen Modulationen in der Energieverteilung des Laserlichtschnitts erzeugt.

Systematische Fehler entstehen durch Ungenauigkeiten im Übertrag von Signalintensitäten in Temperaturen. Das Kamerarauschen wurde durch die in [123] beschriebenen Methoden abgeschätzt. Für die zu erwartenden Signalintensitäten konnte in diesem Zuge das Photonenrauschen der Kamera als dominierende Rauschquelle bestimmt werden. Tabelle 6.2 listet die Quellen und Beträge der statischen Fehler als prozentuale Standardabweichung (RMS [%]) in der detektierten Fluktuation um das Serienmittel auf. Der resultierende Gesamtfehler wurde anschließend über die Wurzel der aufsummierten Quadrate gebildet. In Bezug auf das Relativsignal liegt die Gesamtschwankung im untersuchten Kurbelwellenwinkelbereich bei nahezu konstanten 4%. Dies begründet sich durch die hohen Fluktuationen in der Energieverteilung des Laserlichtschnittes. Umgerechnet ergibt sich aus diesem prozentualen Fehler eine Temperaturunsicherheit von 1,6 K im UT und 4,0 K im OT.

Tabelle 6.2: Fehlerquellen, die zu einer Beeinträchtigung der Messpräzision führen und deren Größe.

Fehlerquelle	Relatives Signal RMS [%]	
	UT	OT
Kamerarauschen	0,25	1,1
Laserenergiefluktuationen	1,4	1,4
Lasermodenfluktuationen	3,5	3,5
Total RMS Fehler [% Signal]	3,8	3,9
Total RMS Temperaturfehler [K]	1,6	4,0

Systematische Fehler sind hier hingegen schwerer zu quantifizieren. Ist I_1 eine mittlere Bildintensität und T_1 die dazu korrespondierende Temperatur, so sind die Signalfluktuationen I / I_1 über die lokale Steigung der Kalibrierungsfunktion aus Abbildung 6.3 mit den Temperaturfluktuationen T / T_1 verknüpft. Die hier verwendete Temperaturkalibrierung stützt sich auf die Zellenmessungen von Koban. Basierend auf den im Motor gemessenen Signalintensitäten würde dies zu einer systematischen Erhöhung aller Temperaturfluktuationen T / T_1 von 7,5% führen. Für jede gegebene normalisierte Signalintensität ist die zugrunde gelegte Zellentemperatur geringer als die isentrope Brennraumtemperatur. Die Differenz beträgt 18 K im UT und 177 K im OT.

Diese Werte können als Referenz in die Fehlerbewertung der globalen Brennraumtemperatur T_1 miteinfließen und lassen Rückschlüsse auf die hier angewendete adiabatische Betrachtung zu. Der systematische Fehler hat jedoch keine Auswirkungen auf die relativen, lokalen Temperaturfluktuationen T / T_1 . Um den resultierenden Fehler nun als absolute Temperaturfluktuation $\Delta T = T - T_1$ ausdrücken zu können, wird dieser mit der Zylinderinnentemperatur T_1 multipliziert. Nun korrespondiert die abgeschätzte systematische Abweichung der Absoluttemperatur mit der multiplikativen systematischen Abweichung innerhalb der Fluktuationen mit einem Betrag von $-5,4\%$ im UT und -22% im OT. Die beschriebenen Abweichungen, zwischen einer Kalibrierung über die Zellenmessung und einer in-situ Kalibrierung über die Motorendaten, zeigen demnach eine systematische Überschätzung der detektierten Fluktuationen um die oben aufgeführten Prozentsätze.

6.1.6 Ergebnisse und Diskussion

Abbildung 6.4 zeigt Beispielaufnahmen zu den Temperaturfluktuationen im Kompressionstakt. Die relativen Fluktuationen, die über die beschriebene Kalibrierungsprozedur gewonnen wurden, sind hier bereits als Absolutwerte (ΔT in Kelvin) umgewandelt worden. Die aufgeführten Bilder wurden einer Tiefpassfilterung (Gaußfilter, 3×3 Pixel) unterzogen, der einer Halbwertsbreite von $100 \mu\text{m}$ entspricht. Die isentrope Zylinderinnentemperatur, die mithilfe des gemessenen Druckverlaufes berechnet wurde, ist hier für jeden Kurbelwellenwinkel bestimmt worden und zudem auf den Aufnahmen abgebildet.

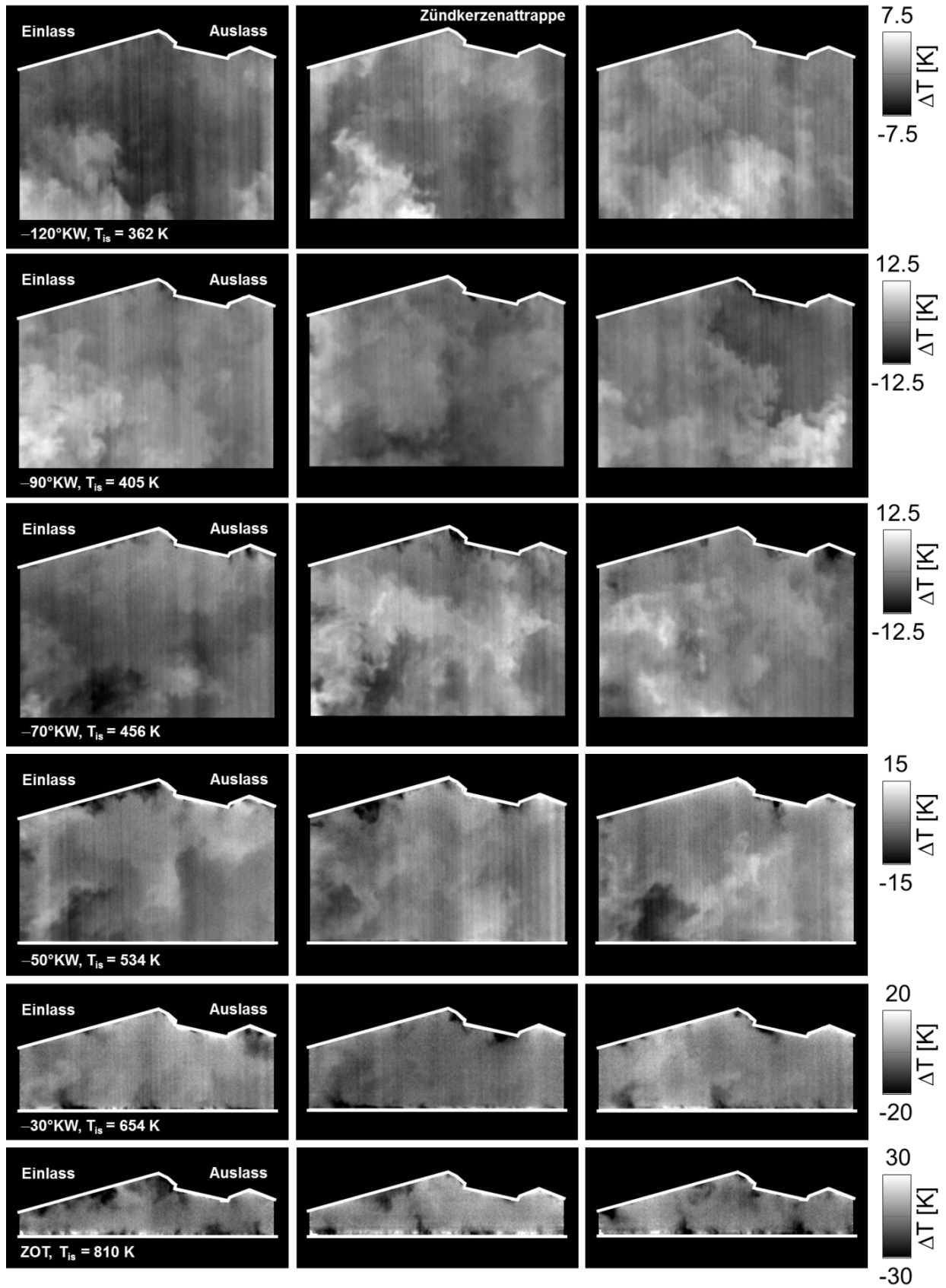


Abbildung 6.4: Einzelbilder instantaner Temperaturfluktuationen bezogen auf den Ensemblemittelwert der phasengekoppelten Messserie. Aufgezeigt werden verschiedene Kurbelwellenwinkel in der Kompressionsphase. Die Brennraumgrenzen (Zylinderkopf und Kolbenboden) sind in der Abbildung als weiße Linien gekennzeichnet.

Aus den Einzelbildern lässt sich eindeutig die Bewegung der aufgezeigten räumlichen Temperaturinhomogenitäten innerhalb des Kompressionstaktes ableiten. Im unteren Totpunkt besitzen die Fluktuationen im gesamten Bildbereich eine geringe Amplitude. Die detektierten Fluktuationen scheinen dabei auf der linken Seite höhere Werte zu haben, obwohl es keine Korrelationen zwischen dem ermittelten Schwankungsniveau und dem Abstand zum Zylinderkopf gibt (der einzigen begrenzenden Wand innerhalb des Bildausschnitts bei diesem Kurbelwellenwinkel). Dies erscheint schlüssig, da sowohl der Zylinderkopf als auch das einströmende Ladungsgemisch auf die gleiche Temperatur konditioniert wurden. Die Wandtemperatur am Zylinder könnte sich allerdings, aufgrund der Reibung durch die Kolbenringe und der hohen Gasphasentemperaturen während der Kompression, erhöht haben. Der konvektive Wandwärmeübergang, zwischen heißer Zylinderwand und sich abkühlendem Ladungsgemisch, könnte während der Einlassphase dabei ursächlich für den Temperaturgradienten in den Aufnahmen sein. Zudem ist eine unzureichende Durchmischung der Frischladung im Einlasstrakt nicht auszuschließen. Da lokale Abweichungen in der detektierten LIF, auch immer als Temperaturfluktuationen interpretiert werden können, muss auch eine unzureichende Durchmischung als mögliche Ursache in Betracht gezogen werden. Die Verlagerung der Kraftstoff- bzw. Tracereinspritzung weiter stromaufwärts wäre für die Durchführung weiterer Messungen wünschenswert, um mit der eingesetzten Technik zukünftig klarer zwischen Inhomogenitäten in der Kraftstoff- oder der Temperaturverteilung unterscheiden zu können. Skalare Fluktuationen (in Temperatur und Konzentration) die zu Beginn der Kompressionsphase im Zylinder existieren, werden im Verdichtungsstakt aufgrund turbulenter Durchmischung fortwährend beseitigt. Jeder weitere Anstieg an Ladungsinhomogenität nach Durchlaufen des unteren Totpunktes ist somit nicht vom Ladungswechsel induziert, sondern wird alleine durch die Kompression erzeugt.

Übereinstimmend zur Fehleranalyse aus Kapitel 6.1.5 liegt die durch Lasermodesfluktuationen verursachte vertikale Streifenbildung im Lichtschnitt in der gleichen Größenordnung, wie zufällig auftauchende turbulente Strukturen im Ladungsgemisch. Hochfrequente Strukturen innerhalb des Lichtschnittes (schmale Streifen) könnten dabei per Bildnachbearbeitung korrigiert werden [266], während die Unterdrückung breiter Streifen nur durch eine geeignete Erweiterung des optischen Aufbaus zu bewerkstelligen ist. Durch den Einsatz eines Laserstrahlhomogenisierers (vorgesaltetes Mikrolinsenarray) [267] oder simultaner Messung der Energieverteilung im Lichtschnitt (Beamprofiling) ist zudem eine Streifenkorrektur möglich.

Bei -50°KW haben sich das Schwankungsniveau bereits verdreifacht und in seiner räumlichen Verteilung verändert. Einige der Inhomogenitäten verbleiben im Zentrum des Zylinders, während sich zudem vermehrt wandnah Taschen kälteren Ladungsgemisches unterhalb des Einlassventils zeigen. Bei -30°KW können scharfe Gradienten in der Zylindermitte nicht mehr ausgemacht werden. Signifikante Fluktuationen befinden sich nun ausschließlich in der näheren Umgebung von Zylinderkopf und Kolbenboden.

Vergleiche von Chemilumineszenzmessungen mit simultan aufgezeichneten Druckverläufen zeigten im feuerten Betrieb [118], dass nicht etwa die wandnahe Kühlung des Ladungsgemisches hauptverantwortlich für eine moderatere Wärmefreisetzungsrate ist, sondern die gestaffelte Selbstzündung des Ladungsgemisches. Ist dies tatsächlich der Fall, müssten sich Inhomogenitäten im Ladungsgemisch, getrieben durch die Konvektion von der Wand in die Mitte des Zylinders bewegen. Abbildung 6.4 (untere Reihe) zeigt, dass dies für den ZOT zutrifft. Selbst im Kern des Ladungsgemisches verbleiben keine großen unvermischten und damit adiabaten Zonen, über die eingangs die absoluten Intensitäten evaluiert wurden. Diese Beobachtung unterstreicht die These, dass die Abweichung zwischen gemessener und zu erwartenden absoluten Signalintensität einem signifikanten Wärmeübergang in der Messebene zuzuordnen ist. Interessanter Weise besitzen dabei wandnahe Fluktuationen oberhalb des Kolbens eine andere Struktur, als die unterhalb des Brennraumdachs. Erstere liegen als dünne Schicht (1–2 mm Dicke) mit Temperaturen oberhalb des Phasenmittels vor. Diese werden dort von kleineren sowie wesentlich größeren (ca. 5 mm) kälteren Taschen, die in die Brennraummitte streben (sich auftürmen und von der Kolbenoberfläche ablösen), durchsetzt. Unter dem Zylinderkopf alternieren hingegen heiße und kalte Zonen der gleichen Größe ohne Grenzschichtausbildung um die mittlere Temperatur. Der Grund für die strukturellen Unterschiede ist unklar. In diesem Zusammenhang ist allerdings festzuhalten, dass

die helleren Bereiche oberhalb des Kolbenbodens eine instantane Temperatur oberhalb des Phasenmittels aufzeigen. Tatsächlich muss jeder Bereich innerhalb der Messebene, der in einigen Einzelbildern kalte Regionen aufweist in anderen Einzelbildern auch heiße Regionen aufweisen. Stünde hier das tatsächliche mittlere Temperaturfeld als Referenz zur Verfügung, würde ein effektiver Wärmeaustausch implizieren, dass sich das Ladungsgemisch wandnah stärker abgekühlt als entfernt von dieser. Da der Zylinderkopf einlassseitig (linker oberer Bildausschnitt) über einen 3,6 mm breiten Schlitz zur endoskopischen Einkopplung eines Laserlichtschnitts verfügt, ändert sich gerade hier der Wärmeübergang drastisch. Im oberen Bildbereich liegt jedoch der Großteil der Grenzschicht an dem aus Aluminium gefertigten Zylinderkopf an. Hier könnte es somit zu lokalen Unterschieden im wandnahen Strömungsfeld gekommen sein, die wiederum die Konvektion beeinflussen.

6.1.7 Breite der thermischen Stratifizierung

Abbildung 6.5 zeigt die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDFs) der Temperaturfluktuationen für ausgewählte Kurbelwellenwinkel. Die PDFs verbreitern sich monoton mit fortschreitendem Kurbelwellenwinkel. Zudem ist eine leichte Asymmetrie der recht Gauß'schen Verteilung von -90 nach -50°KW auszumachen. Bei -180°KW wird die PDF hauptsächlich durch die Messungenauigkeiten, die sich in Modenfluktuationen innerhalb des Lichtschnittes begründen, bestimmt. Nichtsdestotrotz lassen sich hier die turbulenten (physikalisch erzeugten) Strukturen eindeutig von denen durch Modenfluktuationen des Lasers verursachten Streifen unterscheiden (Abbildung 6.4, obere Reihe).

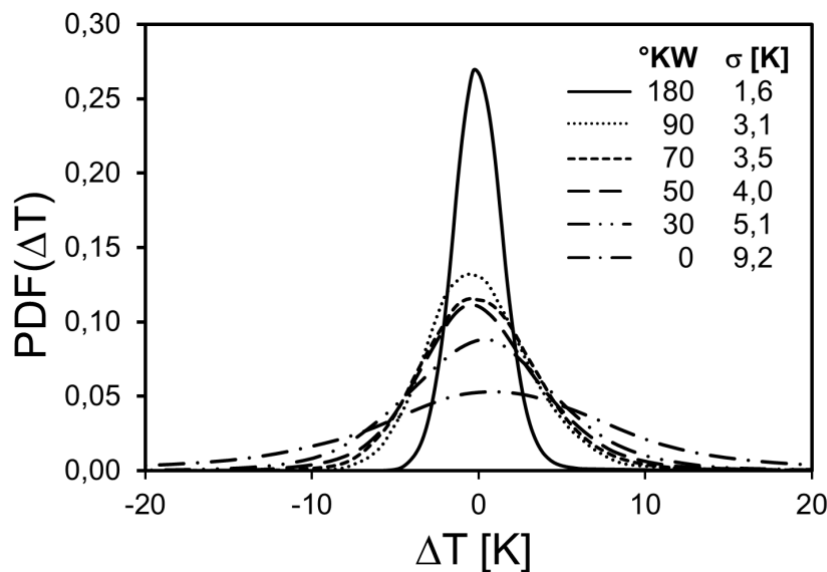


Abbildung 6.5: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen und Standardabweichungen der gemessenen Temperaturfluktuationen zu den Kurbelwellenwinkelpositionen.

Im oberen Totpunkt sind die relativen Messungenauigkeiten hingegen klein. Die gemessene Standardabweichung von 9,2 K korrespondiert dabei, mit einem Temperaturdifferential von 1,9% zwischen dem wandnahen und dem zentral im Zylinder befindlichen Ladungsgemisch, unter Annahme einer konstanten Wandtemperatur von 333 K in der Verdichtung. Die Standardabweichung ist im Vergleich zu dem von Dec und Hwang [260] veröffentlichten Wert von 2,2% somit ein wenig geringer. Abbildung 6.6 zeigt die in dieser Publikation zu findende Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion.

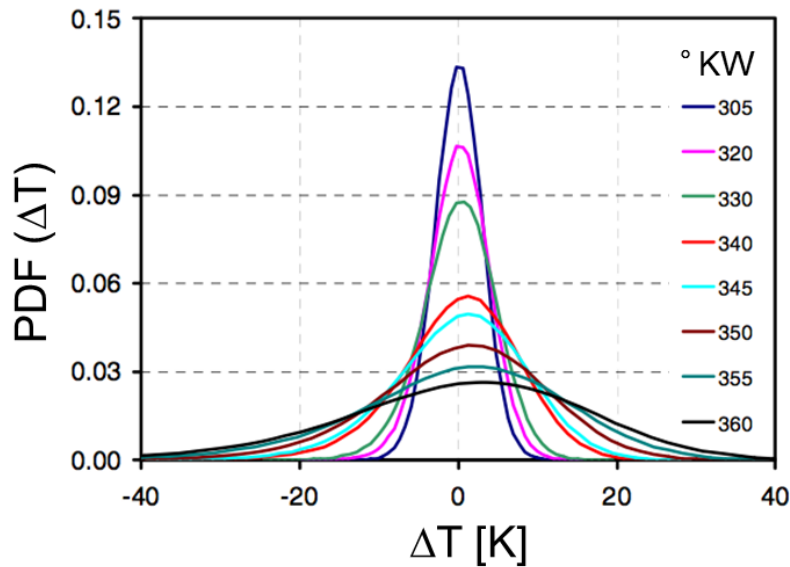


Abbildung 6.6: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der detektierten Temperaturinhomogenitäten nach Dec und Hwang [260].

Die Differenz zwischen beiden Messungen liegt zwar innerhalb der Messgenauigkeit, es ist aber dennoch verwunderlich, da Decs Messungen in einer horizontalen Ebene, mittig zwischen Kolbenboden und Zylinderkopf durchgeführt wurden. In dieser Ebene würden man jedoch nicht mehr, sondern eher weniger Temperaturfluktuationen erwarten. Die in Abbildung 6.5 dargestellten PDFs wurden über den gesamten Bildbereich erzeugt, enthalten somit auch wandnahe Regionen, die im Vergleich zu [260] aufgrund der Orientierung der Messebene (keine Bereiche nahe des Kolbenbodens sowie Brennraumdaches) nicht mit in die Statistik eingeflossen sind. Zudem wurden die Experimente an einem anderen Motor mit stark abweichender Brennraumgeometrie durchgeführt, sodass hier von einer anderen Strömungsausbildung auszugehen und mit einem anderen Turbulenzgrad zu rechnen ist.

6.1.8 Zusammenfassung und Schlussfolgerung

In einem optisch zugänglichen Motor wurde Tracer-LIF-Thermometrie durchgeführt, um die durch den turbulent-konvektiven Wärmeübergang erzeugten, sich natürlich über den Kompressionstakt ausbildenden Temperaturinhomogenitäten, in einem ansonsten homogenen Ladungsgemisch zu quantifizieren. Die konzeptionell einfache, aber präzise Technik von Dec und Hwang [260], die auf Ein-Linienanregung mit spektral integrierender Detektion der Toluol-LIF basiert, wurde hier modifiziert und weiterentwickelt. Obwohl Toluol oft als Kraftstoffmarker zur Visualisierung von Mischungsprozessen verwendet wird, kommt es hier aufgrund seiner hohen Temperatursensitivität als reiner Temperaturtracer zum Einsatz. Homogen dem Frischgas zugefügt, führen selbst kleinste Temperaturänderungen zu hohen Signalverschiebungen. Einerseits macht diese Eigenschaft die Technik zu einem sehr spezialisierten Werkzeug, da gerade moderne Brennverfahren mit einer inhomogenen Kraftstoffdurchmischung (also Konzentrationsverteilung) im Zylinder arbeiten. Andererseits nutzt dieser Ansatz den Vorteil der sehr hohen Temperatursensitivität der Toluol-Fluoreszenz (2,5 Größenordnungen über den relevanten Temperaturbereich), um so äußerst präzise Temperaturdifferenzen bestimmt werden. Die hohe Sensitivität unterdrückt den Einfluss des Photonenrauschens auf die Messung von Temperaturfluktuationen. Jedoch ist die hier angewendete spektral integrierende Methode mit einer Referenzierung gegen das Phasenniveau anfälliger gegenüber Schuss-zu-Schuss-Schwankungen in der Laserenergie. Bei anderen Techniken, die über eine Verhältnisbildung zweier spektral getrennter Detektionskanäle arbeiten, entfallen diese Fluktuationen. Die Analyse der in Kapitel 6.1.5 bestimmten Messungenauigkeiten zeigte, dass sich die Präzision der Messung um 1% durch Korrektur der Laserfluktuationen verbessern lässt. Mithilfe einer geeigneten Bildnachbearbeitungsroutine lassen sich beispielsweise Inhomogenitäten in der Energieverteilung im Lichtschnitt sogar

nachträglich nahezu vollständig herauskorrigieren [266]. Bei der Durchführung neuer Experimente sollte in diesem Zusammenhang jedoch besser zu einem „Online-Beamprofiling“ am Versuchsträger übergegangen werden.

Zudem wurden die Ergebnisse mit Literaturdaten verglichen. Die Resultate decken sich dabei mit den von Dec und Hwang bestimmten Temperaturinhomogenitäten [122, 260]. Ausgehend von der Messpräzision zu Beginn des Verdichtungstaktes, nehmen die thermischen Inhomogenitäten während der Kompression aufgrund von Wärmeübergang zwischen kalten Wänden und heißem Gas zu. Im ZOT beträgt die Standardabweichung des treibenden Temperaturdifferentials (Wand und Gas) 2%. Dies steht ebenso im Einklang mit [260], obwohl die etlichen Unterschiede zwischen den Experimenten eigentlich einen quantitativeren Vergleich benötigen würden. Eine detailliertere Gegenüberstellung der verschiedenen Motorgeometrien und Betriebsbedingungen wäre gerade bei der Aufklärung von Bildungs- und Transportmechanismen von Temperaturfluktuationen hilfreich.

6.2 Innermotorische Wandtemperaturmessungen am Auslassventil mit thermographischen Phosphoren

Im Rahmen des Verbundprojektes der Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) und der Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V. (FVV) zur „Numerischen Simulation und Validierung der Benzinselfzündung“ (FVV Projekt Nr.:1022), wurden am optischen Einzylinder des Instituts für Verbrennung und Gasdynamik, in Kooperation mit dem Institut für reaktive Strömungen und Messtechnik (RSM) der technischen Universität Darmstadt, räumlich hochaufgelöste Temperaturmessungen mit thermographischen Phosphoren am Auslassventil durchgeführt. Die nun folgenden Ergebnisse stammen aus einer resultierenden Veröffentlichung einer projektbegleitenden Messkampagne [268]. Die Phosphorthermographie nutzt das Abklingverhalten eines spektroskopisch charakterisierten Phosphors nach Laseranregung im ultravioletten Spektralbereich aus, um die Oberflächentemperatur von Bauteilen zu bestimmen.

6.2.1 Experiment

Die Messungen mit thermographischen Phosphoren wurden während der Messkampagne sowohl unter geschleppten als auch gefeuerten Betriebsbedingungen durchgeführt, um die Ausbildung räumlicher Temperaturgradienten speziell in der Auslassphase detailliert untersuchen zu können. Die optische Zugänglichkeit auf das Auslassventil wurde durch Einsatz eines Quarzglaszylindersrings und eines Fensters in den Kolbenboden des Motors gewährleistet (Kap. 4.1.3). Für die Anregung des Phosphors wurde ein frequenzvervierfacher Nd:YAG-Laser (266 nm) mit einer Repetitionsrate von 10 Hz eingesetzt. Dieser wurde mittels geeigneter Optiken räumlich homogenisiert und divergent auf das, im Vorfeld der Messung mit einer dünnen Schicht aus Bindemittel und dem thermographischen Phosphor ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$) besprühte Auslassventil, aufgespannt. Die Phosphorschicht ist lediglich einige Mikrometer dick, um die tatsächliche Bauteiltemperatur und nicht etwa die Temperatur der Phosphorschicht zu messen. Der thermographische Phosphor ist ein mit Seltenerdmetallen dotiertes keramisches Material.

Die Lasereinkopplung erfolgte durch den Umlenkspiegel in der Kolbenverlängerung und bestrahlte in der Messung eine Fläche von $1,6 \text{ cm}^2$. Die Auskopplung der Phosphoreszenz fand ebenfalls über den Umlenkspiegel statt und wurde hier zeitaufgelöst mit einer Hochgeschwindigkeitskamera bei einer Aufnahmerate von 360 kHz vollzogen. Die sich bei einer Auflösung von 64×64 Pixel ergebene räumliche Auflösung entsprach bei einem Arbeitsabstand von 80 cm somit $20 \times 20 \mu\text{m}^2$. Die Tiefenschärfe des eingesetzten Objektivs (Nikkor $f = 85 \text{ mm}$, $f_\# = 1,4$) betrug 5 mm, sodass sich das bewegende Einlassventil zu jedem Kurbelwellenwinkel scharf abgebildet werden konnte.

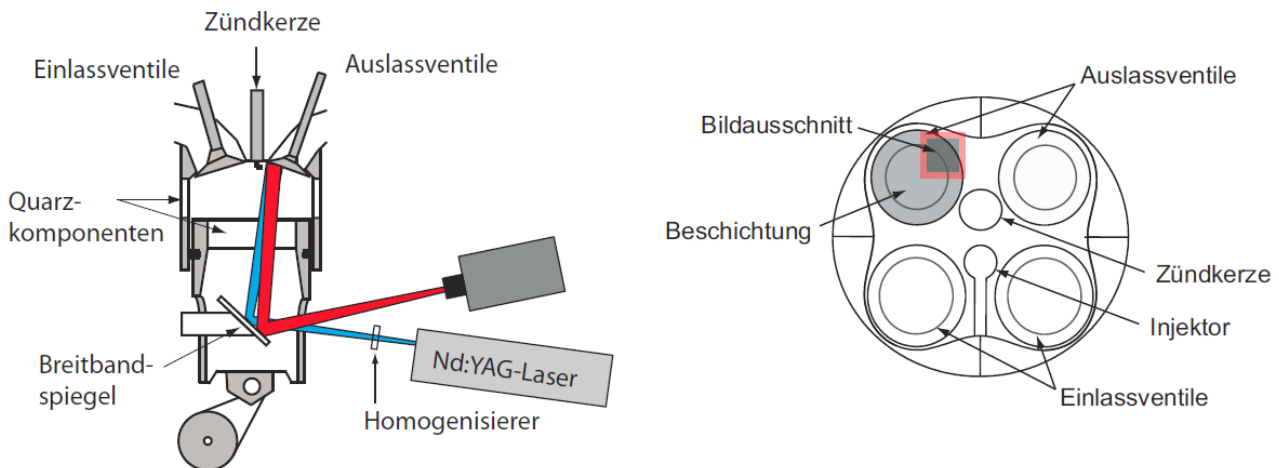


Abbildung 6.7: Experimenteller Aufbau der abbildene Temperaturmessung mit thermographischen Phosphoren am Auslassventil. Links: Laseranregung über Umlenkspiegel sowie Detektion über den gleichen Breitbandspiegel mittels Hochgeschwindigkeitskamera. Rechts: Blick ins Brennraumdach: Bildausschnitt am Auslassventil [269].

Die exakte Synchronisation zwischen Motor und Laser wurde mittels programmierbarer Synchronisationseinheit (PTU) umgesetzt und ermöglichte eine phasengekoppelte Kurbelwellenwinkelauflösung von $\pm 0,5^\circ \text{KW}$. Die Messungen konnten mithilfe der eingesetzten Messgeräte zu jedem fünften Zyklus wiederholt werden, um eine ausreichende Statistik aufzustellen. Die Auswertung des Abklingverhaltens wurde dabei durch Kombination iterativer Fit-Fenster und linearer Regression logarithmierter Daten (LOG) vorgenommen. Eine ausführliche Beschreibung der eingesetzten Auswerteroutinen findet sich in [269]. Tabelle 6.3 fasst die Betriebsbedingungen sowie einige motorrelevante Daten der Messung zusammen:

Tabelle 6.3: Konditionierung der Betriebsmedien und Betriebspunkt.

Drehzahl	2000 min^{-1}
Öl- und Wassertemperatur	333 K
Ansaugtemperatur	308 K
Einlassventilhub	1,9 mm
Einlass öffnet / schließt	$-360 / -160^\circ \text{KW}$
Auslassventilhub	3,5 mm
Auslass öffnet / schließt	$180 / -340^\circ \text{KW}$

Innerhalb der Messungen wurde die räumliche Temperaturinformation zyklus aufgelöst an 33 verschiedenen Kurbelwellenwinkeln bestimmt. Um den ZOT und während des Ausschleibevorgang wurde dabei mit einer höheren zeitlichen Diskretisierung gemessen, da dort prozessbedingt mit den größten Temperaturgradienten zwischen Wand und Gasphase zu rechnen ist.

6.2.2 Messungen unter geschleppten und gefeuerten Betriebsbedingungen

Für den geschleppten Betrieb (Abbildung 6.8) reicht das gemessene Temperaturspektrum am Auslassventil von 320 bis 400 K. Allgemein sind dabei die höheren Oberflächentemperaturen am eher Rand als in der Mitte des Ventils zu finden.

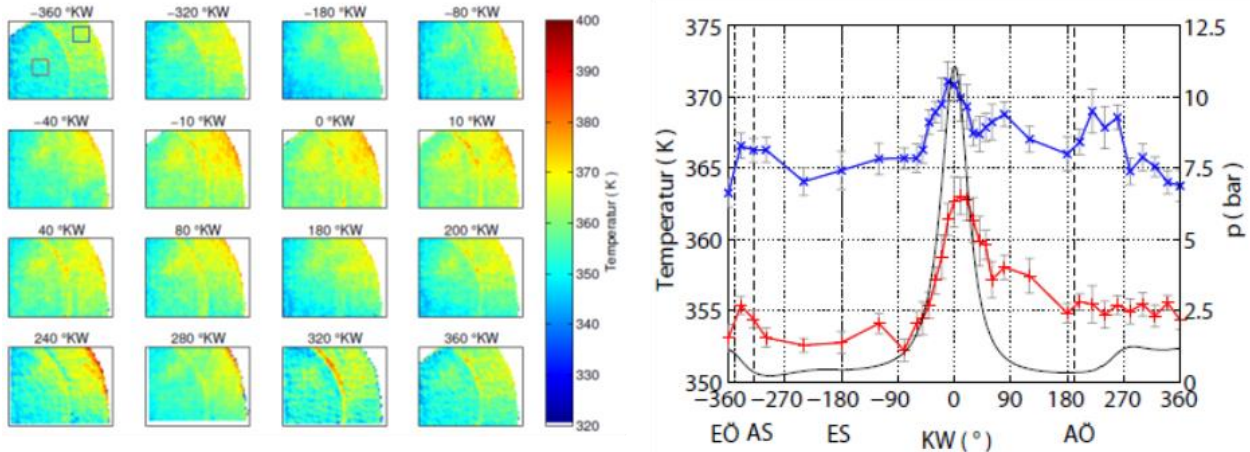


Abbildung 6.8: Phasenmittel der Temperaturverteilung über zehn Einzelzyklen an 16 Kurbelwinkelpositionen für den geschleppten Betrieb (links). Räumlicher Mittelwert der Temperatur innerhalb der aufgezeigten Mittelungsbereiche über den Kurbelwinkelverlauf. In schwarz hinterlegt der korrespondierende Druckverlauf des Betriebszustandes.

Die räumliche Temperaturverteilung kann hier durch die geringere Wärmeleitung aufgrund der geringeren Querschnittsfläche in Richtung Ventilzentrum erklärt werden. Die hohen Gasgeschwindigkeiten während der Auslassphase führen zudem zu hohen Nußelt-Zahlen (Formel 6.1), also gerade an den Randbereichen zu einem hohen konvektiven Wärmeübergang zwischen heißem Gas und kaltem Ventil.

$$\text{Nu} = \frac{\alpha L}{\lambda} \quad (6.1)$$

- Nu : Nußelt-Zahl
- α : Wärmeübergangskoeffizient
- L : Charakteristische Länge
- λ : Wärmeleitfähigkeit des Gases

Der räumlich und zeitlich integrierte Zyklusverlauf bestätigt diese Beobachtung. Die Höhe der eingezeichneten Fehlerbalken zeigt zudem die zeitliche Standardabweichung der räumlich gemittelten Temperaturen über den Zyklusverlauf auf. Diese beträgt innerhalb der Messung etwa 1%.

Der kurbelwinkel aufgelöste Temperaturverlauf deckt sich qualitativ mit der zu erwartenden Entwicklung. Während der Einlassphase wird das Auslassventil durch die einströmende Frischladung und die sich ausbildende Zylinderinnenströmung auf die Temperatur der Betriebsmedien heruntergekühlt (roter Verlauf). Innerhalb der Kompression kommt es dann zu einem druckbedingten Temperaturanstieg, der um den ZOT sein Maximum erreicht und in der sich anschließenden Expansionsphase erneut abfällt. Der blaue Graph, der den Temperaturverlauf am Rand des Ventils wiedergibt, steigt hingegen beim Öffnen des Auslassventils aufgrund des bereits beschriebenen konvektiven Wärmeübergangs. Quantitativ weichen die aufgezeigten Temperaturverläufe dabei im Mittel um circa 10 K voneinander ab.

Da der motorische Betrieb mit Verbrennung innerhalb eines volloptischen Aggregats durch die verwendeten Glasbauteile zeitlich limitiert ist, betreibt man dieses mit einer sogenannten Work-Rest-Strategie (Kap. 4.1.3). Der alternierende Betrieb mit und ohne Verbrennung ermöglicht dabei Messungen entlang einer identischen Temperaturtransiente. Dies führt zu statistisch stationären und dadurch reproduzierbaren Randbedingungen innerhalb eines Work-Rest-Satzes.

Tabelle 6.4: Betriebsparameter für den gefeuerten Betrieb.

Einspritzung	iso-Oktan, Direkteinspritzung
Einspritzzeitpunkt	-300°KW
Einspritzdauer	$250\ \mu\text{s}$
Zündzeitpunkt	-39°KW
Luftverhältnis	1,5
Indizierter Mitteldruck	2 bar
Anzahl geschleppte Zyklen / gefeuerte Zyklen	280 / 1000

Die nachfolgenden statistischen Auswertungen beziehen sich angesichts der angesprochenen Problematik immer auf den 275. Zyklus, indem das höchst transiente System bereits nahezu eingeschwungen ist. Abbildung 6.9 zeigt analog zum geschleppten Betrieb die räumliche Temperaturverteilung am Einlassventil für den gefeuerten Betrieb auf.

Der räumliche Temperaturgradient bildet sich dabei im gefeuerten Betrieb analog zum geschleppten Betrieb aus. Die Mitte des Ventils weist über nahezu den gesamten Zyklus geringerer Temperaturen auf als die Randbereiche des Ventiltellers (in etwa 25 K). Zwischen ZOT und 40°KW kommt es zu einem starken homogenen Anstieg der räumlichen Temperaturverteilung, der hier über eine großflächige Interaktion zwischen Flammenfront und Ventil erklärt werden kann. Die am linken Bildrand auftretenden lokalen Hot-Spots sind auf eine inhomogene Beschichtung des Ventils bzw. auf eine schlechte Adhäsion zwischen Oberfläche und Beschichtung zurückzuführen, fallen durch die Wahl der Mittelungsbereiche jedoch nicht in die zyklus aufgelöste Statistik der Temperatur.

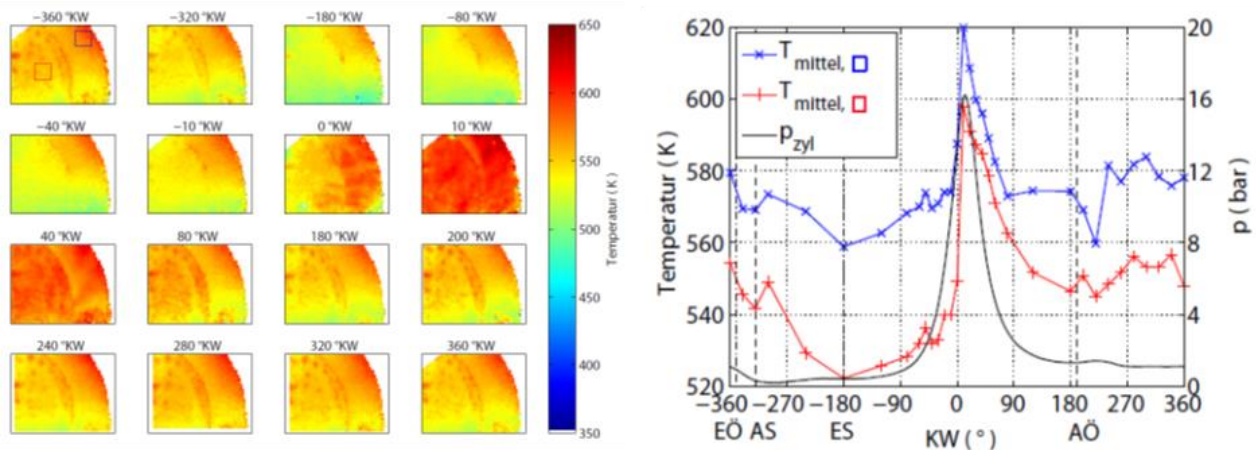


Abbildung 6.9: Temperaturverteilung im Einzelzyklus gemessen an 16 Kurbelwellenwinkelpositionen im gefeuerten Betrieb (links). Räumlicher Mittelwert der Temperatur innerhalb der aufgezeigten Mittelungsbereiche über den Kurbelwinkelverlauf (rechts).

Der kurbelwinkel aufgelöste Temperaturverlauf zeigt eine Kühlung des Auslassventils während des Ansaugens und einen druckbedingten Temperaturanstieg innerhalb der Kompression auf. Infolge der bei -39°KW eingeleiteten Zündung kommt es zu einer Erhöhung der Brennraumtemperatur durch die Verbrennung. Die Maximaltemperatur korreliert dabei mit dem Umsatzzschwerpunkt der Verbrennung einige Kurbelwellenwinkel nach ZOT und beträgt 620 K am Rand des Ventiltellers. Aufgrund des mageren Ladungsgemisches ($\lambda = 1,5$) und der geringen Belichtungsdauer durch den Einsatz eines Hochgeschwindigkeitskamerasystems, wurde um den ZOT kein unerwünschtes Flammenleuchten detektiert. Im weiteren Verlauf bleibt die Temperatur in der Mitte des Ventils auf einem relativ konstanten Niveau, während die Temperatur am Rand des Ventils zunächst

um 20 K fällt. Dieser Effekt wird in jedem Zyklus festgestellt und tritt durch die Rückströmung von kaltem Abgas aus dem Abgastrakt in den Brennraum nach Öffnen der Auslassventile auf. Diese Vermutung wird durch den leichten Druckanstieg im Zylinder bei 230°KW bestätigt. Die nach dem Schließen des Auslassventils kurzzeitig auftretende Temperaturerhöhung wird hier, durch das im Abgastrakt verbleibende, heiße Restgas verursacht, das nun rückseitig, durch Wärmeleitung das Auslassventil erwärmt. Die Direkteinspritzung des Kraftstoffs in den Brennraum sowie die einströmende kalte Frischluft führen folgend zu einer starken Abkühlung des Auslassventils in der Ansaugphase.

6.2.3 Zusammenfassung

Mithilfe eines auf die Temperaturverhältnisse im Brennraum abgestimmten und im Vorfeld charakterisierten thermographischen Phosphors konnte zeitaufgelöst der Oberflächentemperaturverlauf am Auslassventil gemessen werden. Der im geschleppten sowie im gefeuerten Betriebszustand gemessene Temperaturverlauf korrelierte dabei sowohl mit dem gemessenen Druckverlauf sowie mit dem Umsatzschwerpunkt aus den Experimenten mit Verbrennung.

7 Visualisierung der Flammenausbreitung

Die Visualisierung von Entflammung, Flammenfrontausbildung und -propagation sind Gegenstand einer Vielzahl innermotorischer Studien zur Untersuchung zyklischer Schwankungen im Brennraum. Neben der klassischen, passiven Visualisierung der Chemilumineszenz angeregter Verbrennungsradikale wie OH^* und CH^* [13, 67, 149, 161] wurden in der Vergangenheit auch Techniken eingesetzt, die das Eigenleuchten spezieller Kraftstoffadditive (z.B. Alkalisalze) dazu nutzen, den Verbrennungsprozess quantitativ zu analysieren [270]. Der Vorteil von Chemilumineszenzverfahren liegt in der Einfachheit des optischen Aufbaus. Zur Detektion der spontanen Lumineszenz wird lediglich ein Kamerasystem mit geeignetem schmalbandigem optischen Filter benötigt. Durch eine Detektion des Verbrennungseigenleuchtens im Sichtbaren kann der Einsatz kostspieliger UV-sensitiver Kamerasysteme umgangen werden kann. Mithilfe angepasster Bildnachbearbeitungs- und Auswertemethoden lassen sich dadurch, auch aus Intensitätsinformationen, die nicht direkt mit der Flammenfront assoziiert werden, belastbare quantitative Ergebnisse bestimmen.

Laserbasierte, aktive Messtechniken, wie beispielsweise LIF an den OH oder Formaldehyd [271, 272] bieten hingegen den Vorteil einer eindeutigen räumlichen Spezieszuordnung in der Flammenfront, mit der sich präzisere Aussagen zur Flammenfrontausbildung im Brennraum treffen lassen. Mithilfe von Tracer- bzw. Kraftstoff-LIF kann der Flammenfortschritt ebenfalls visualisiert werden [273]. Die Lichtschnittverfahren ermöglichen eine genaue Lokalisierung des Flammenfortschritts über eine definierte Anregungsebene im Messvolumen und erleichtern somit die Quantifizierung der Ausbreitungsgeschwindigkeit im Vergleich zu volumenintegrierenden Messtechniken. Zur zeitaufgelösten „aktiven“ Verbrennungsanalyse ist jedoch der Einsatz hochrepetierender, abstimmbarer Lasersysteme notwendig deren Pulsenergien mit steigender Wiederholrate zusehends abnehmen. Die zu erwartenden Signal/Rausch-Verhältnisse sind dementsprechend gering, sodass von einer negativen Beeinflussung der Messpräzision auszugehen ist. Zudem steigen die Kosten und die Komplexität des optischen Aufbaus am Prüfstand.

Eine Alternative bieten lichtstarke Durchlichtverfahren wie die Schlieren-Kinematographie. Diese Messtechnik ist in der Lage, neben dem Verbrennungsprozess, ebenso den Gemischbildungsprozess abzubilden [274, 275]. Als Lichtquelle können hier kostengünstige, aber leistungsstarke Hochgeschwindigkeits-LEDs eingesetzt werden. Aufgrund des zylindrischen ausgeführten Glassegments am Versuchsträger (Kap. 4.1.3), kann dieses Verfahren jedoch nicht ohne entsprechende Korrektur Elemente am optischen Einzyylinder eingesetzt werden.

Die Synchronisation der detektierten Flammenausbreitung mit dem über den Druckverlauf errechneten 5%-Brennstoffmassenumsatzpunkt zeigte bei [13, 275] bereits für frühe Kurbelwellenwinkel nach dem Zündzeitpunkt (n. ZZP) eine starke Korrelation auf. Durch die Detektion der frühen Flammenausbreitung lässt sich somit auf den restlichen Zyklusverlauf rückschließen. Zyklen können demnach schon wenige Kurbelwellenwinkel nach Zündung klassifiziert, die Intensität zyklischer Schwankungen demzufolge im Vorfeld bestimmt werden. Die simultane Detektion des Flammeneigenleuchtens aus mehreren Blickwinkeln erlaubt zudem ein quasi-dreidimensionales Abbild des Ausbreitungsprozesses [67].

Die im Folgenden aufgeführten Chemilumineszenzmessungen wurden ebenfalls an dem bereits in Kapitel 5 und 6 vorgestellten optischen Einzyylinderaggregat durchgeführt. Auch hier kam die entsprechende Druckindizierung bei identischer Kurbelwellenwinkelauflösung zum Einsatz. Während der Messungen wurde der Motor in einer Work-Rest-Strategie (140 gefeuerte und 140 geschleppte Zyklen) mit iso-Oktan betrieben, das ca. 50 cm vor den Einlassventilen mithilfe eines Hochdruckinjektors (Piezo-Einspritzdüse mit Hohlkegelspray, eingebracht mit 100 bar Einspritzdruck) in einer kleinen Mischkammer vorhomogenisiert wurde. Tabelle 7.1 zeigt die Betriebsbedingungen und Steuerzeiten während der Messung. Die Temperatur von Öl- und Kühlwasser wurden durch eine Prüfstandskonditionierung auf 333 K geregelt.

Tabelle 7.1: Betriebsbedingungen und Steuerzeiten.

Drehzahl	1500 min ⁻¹
Ansaugtemperatur	300 K
Ansaugdruck	700 mbar
Kraftstoff	iso-Oktan
Zündzeitpunkt	−45 °KW
Einlass öffnet / schließt	336 / −176°KW
Auslass öffnet / schließt	180 / −340°KW

Zusätzlich zur Androsselung über die Drosselklappe wurde der Einlassventilhub auf 3 mm reduziert. In Kombination führte dies zu Teillastbedingungen bei einem resultierenden Ansaugdruck von 700 mbar. Der Ventilhub am Auslass betrug 3,5 mm. Die Ansaugluft wurde über eine Heizung auf 300 K vorgewärmt, um trotz der gewählten Betriebsstrategie identische Einlaufbedingungen zu schaffen. Der Zündzeitpunkt von −45°KW wurde im Vorfeld auf ein Luftverhältnis von 1,2 angepasst. Abbildung 7.1 zeigt exemplarisch die Druckverläufe (Ein-, Auslass und Zylinder) sowie Ventilhubkurven für ein stöchiometrisches Luftverhältnis.

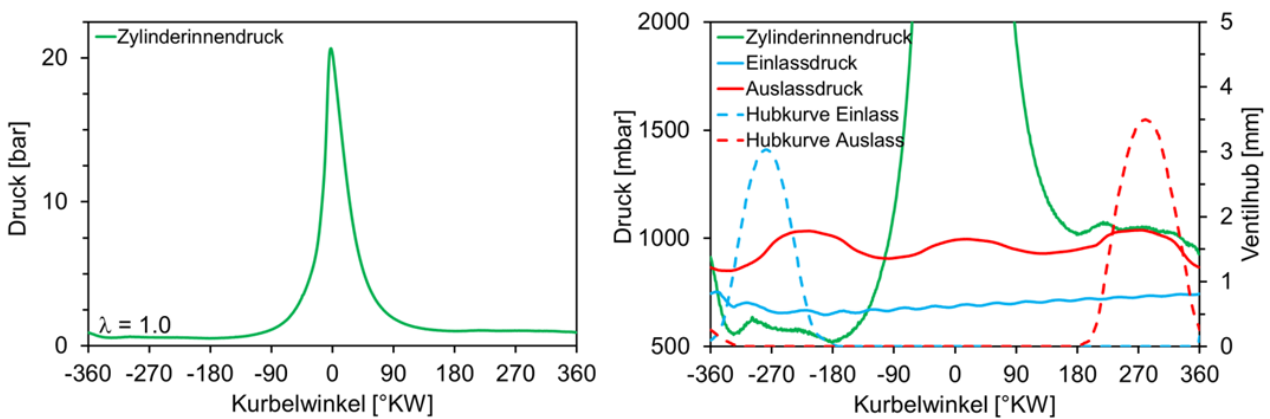


Abbildung 7.1: Mittelwerte zur kurbelwinkel aufgelösten Druckindizierung. Zylinderinnendruck (links), Ein- und Auslassdruckverlauf sowie Ventilhubkurven (rechts).

Der maximale Zylinderinnendruck lag während dieser Experimente im Mittel bei 21,9 bar, der indizierte Mitteldruck bei 0,79 bar und einem Variationskoeffizienten (COV) von 0,132 (13,2%). Die Messungen wurden mit Quarzglaszylinder durchgeführt, der einen optischen Zugang über den gesamten Bohrungsdurchmesser bis in den Dachbrennraum des Zylinders ermöglicht. Von der Zylinderkopfdichtungsebene aus betrug die Höhe des Quarzglasliners weitere 29 mm. Der experimentelle Aufbau am Prüfstand sowie eine Skizze zum bildgebenden System ist Abbildung 7.2 zu entnehmen.

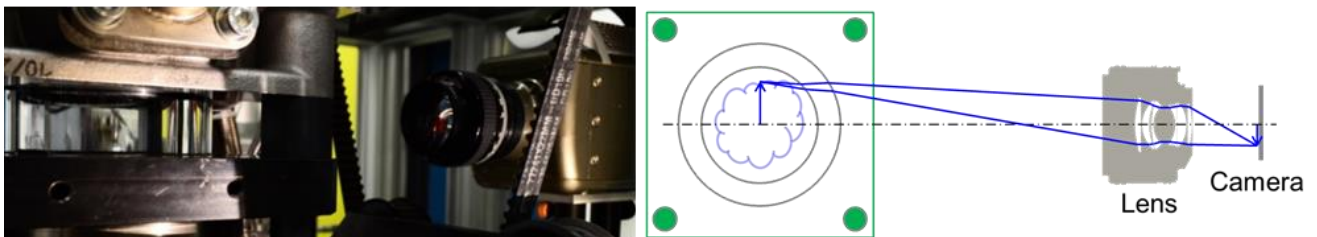


Abbildung 7.2: Optischer Aufbau zur kurbelwellenwinkel aufgelösten Detektion des Flammeneigenleuchtens (links). Schematische Darstellung zum Strahlengang des bildgebenden Systems (rechts) [276].

Wie bereits in Kapitel 4.1.3 diskutiert, liegen die Kolbenringe hier wesentlich tiefer als in herkömmlichen Motoren, um Materialabtrag durch die Ringe am Übergang zwischen Glas und Metall zu verhindern. Das Kolbenringpaket besteht aus zwei Graphitringen zur Kolbenführung und einem Bronze-Teflonring zur Abdichtung des Zylinderinnendrucks gegenüber Atmosphärendruck (Kap. 4.1.3).

7.1 Frühe Flammenausbreitung

Die zeitaufgelöste Flammenfrontvisualisierung wird im sichtbaren Spektralbereich (400–800 nm) mit einer CMOS-Hochgeschwindigkeitskamera (Vision Research, Phantom v.7.3, 512×312 Pixel) und einem lichtstarken Standardobjektiv (Nikon $f = 50$ mm, $f_{\#} = 1.2$) für verschiedenen Luftverhältnisse ($\lambda = 1,0, 1,2$ und $1,3$) durchgeführt.

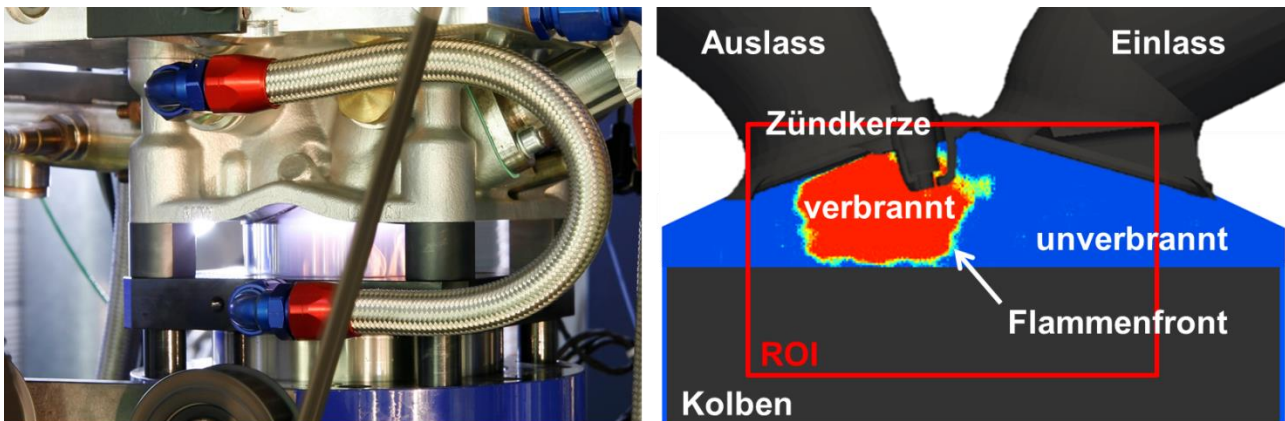


Abbildung 7.3: Foto des optisch zugänglichen Einzylinder-Forschungsmotors unter gefeuerten Betriebsbedingungen (links). Aufnahme einer frühen Flammenausbreitung mit kurzer Belichtungsdauer (15 μ s), dargestellt in Falschfarbendarstellung auf einem CAD-Rendering des Brennraums (rechts).

Die projizierte Pixelgröße liegt während der Messung bei 109 μm^2 . Die Belichtungszeit wird aufgrund von Vorversuchen auf 15 μ s gesetzt. Bei einer Drehzahl von 1500 min^{-1} wird die Repetitionsrate des Kamerasystems dabei auf 18 kHz eingestellt, um im Betrieb eine Kurbelwellenwinkelauflösung von 0,5°KW zu erzielen. Jeder der aufgezeichneten Datensatz enthält 120 Einzelbilder pro Zyklus, angefangen bei -50°KW bis $9,5^\circ\text{KW}$ nach dem Zünd-OT. Durch die Breitbanddetektion im sichtbaren Wellenlängenbereich werden hier ausschließlich die lumineszierenden Spezies CH^* , CO^* , CO_2^* und H_2O aufgenommen, die nicht direkt der Flammenfront zuzuordnen sind.

Die verwendete Hochgeschwindigkeitskamera ist orthogonal zur Zylindermittenebene ausgerichtet und fokussiert. Die Orientierung der Kamera zum Brennraum ist in Abbildung 7.2 sowie Abbildung 7.3 (rechts) dargestellt. Auf der rechten Bildhälfte befindet sich die Einlass- auf der linken die Auslassseite. Die Experimente sind bei verschiedenen Luftverhältnissen durchgeführt worden, um den Einfluss der Stöchiometrie auf die Flammenausbreitung und damit verknüpft die Auswirkungen zyklischer Schwankungen auf die räumliche Orientierung der Flammenfront genauer zu untersuchen zu können. Abbildung 7.4 zeigt die Flammenausbreitung zweier Zyklen gleichen Luftverhältnisses ($\lambda = 1$) dargestellt mit einem Kurbelwellenwinkelabstand von 2° . Augenscheinlich variiert die Ausdehnungsgeschwindigkeit zwischen den Zyklen, trotz der stöchiometrischen Betriebsbedingungen stark (s. COV). Der Detektionsbereich der nachfolgenden Abbildung reicht nicht über den gesamten Bohrungsdurchmesser (s. Abbildung 7.3), sondern konzentriert sich hier auf ein Sichtfenster von $56 \times 34 \text{ mm}^2$ um die Zündelektrode.

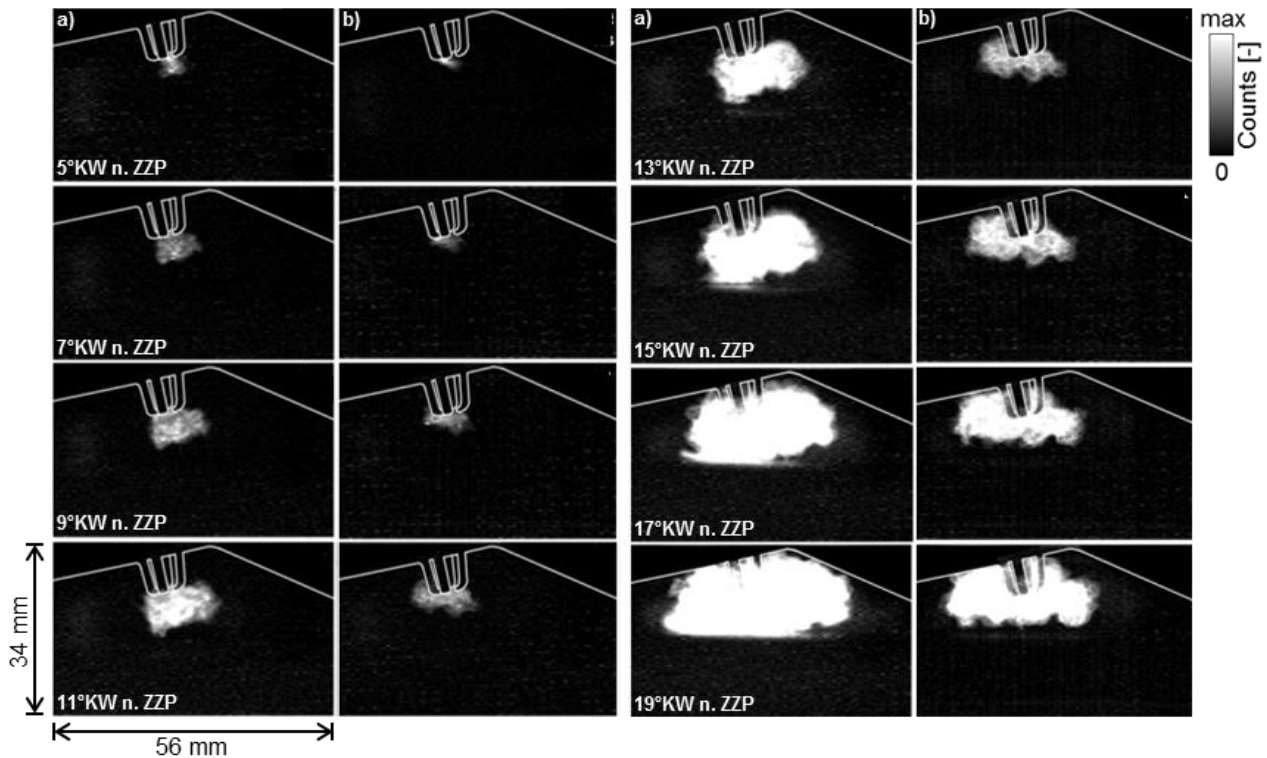


Abbildung 7.4: Chemilumineszenz-Kinematographie durch den Quarzglaszylinder des optischen Forschungsmotors bei einem Luftverhältnis von $\lambda = 1$. Der illustrierte Flächenzuwachs in Zyklus a) ist im Vergleich zu Zyklus b) wesentlich langsamer [276].

Die Bildqualität der detektierten Flammenausbreitung ist im Vergleich zur endoskopischen Visualisierungen mit dem gleichen Kamerasystem hoch [276]. Die optische Zugänglichkeit über den breiten Glasring ermöglicht eine nahezu uneingeschränkte Aufnahme der Flammenausbreitung über den gesamten Bohrungsdurchmesser mit einer hohen Signalausbeute. Aufgrund des hohen Signal/Rausch-Verhältnisses lassen sich die faltigen Strukturen auf der Flammenoberfläche deutlich erkennen. Die Flammenausbreitung kann sowohl über den aufgezeigten Bild- als auch Kurbelwellenwinkelbereich scharf abgebildet werden. Die im Experiment verwendete Multi-Elektroden Zündkerze verdeckt allerdings aufgrund ihrer Geometrie das Sichtfeld auf den Zündfunken zum Zündzeitpunkt, ermöglicht aber durch die Abschattung des Plasmakanals die Detektion der Entflammung trotz des geringen Chemilumineszenzsignals.

Eine erste qualitative Analyse der illustrierten Einzelzyklen zeigt neben einer schnelleren globalen Flammenausbreitung im Fall b), eine differierende räumliche Ausbildung der Flammfront in das unverbrannte Ladungsgemisch. Während sich der verzögerte Durchbrand in a) zunächst eher horizontal in Richtung Einlass ausbreitet, orientiert sich der Flammenkern in Fall b) eher zum Auslass. Der zeitliche Versatz innerhalb der Flammenfrontausbildung beider Zyklen wird hier mit etwa 2°KW abgeschätzt.

7.1.1 Morphologische Bildanalyse

Die quantitative Aufbereitung der detektierten Bilddaten wurde mithilfe einer morphologischer Bildanalyse durchgeführt, die im Rahmen einer Veröffentlichung zum European Combustion Meeting in Budapest entstand [276]. Das zugrundeliegende Matlabskript wurde von Herrn Martin Goschütz geschrieben, die Implementierung auf den hier vorgestellten Datensatz wurde durch Herrn Mohd Syahar Mohd Shawal übernommen.

Um Informationen über die räumliche Ausbildung der frühen Flammfront zu gewinnen, durchlaufen die Rohbilder anfangs einen intensitätsbasierten Segmentierungsprozess, der zu einer Binarisierung der Aufnahmen führt. Nachdem im ersten Schritt der Bildnachbearbeitung der Messhintergrund von den Rohbildern subtrahiert

wird, diese also von unerwünschten stetigen Störsignalen korrigiert werden, findet im zweiten Schritt der Auswertung eine Medianfilterung über 5×5 Pixel statt. Die Bildglättung wird an dieser Stelle eingesetzt, um verbleibendes Rauschen und den zeitlich variierenden Anteil des Hintergrundmusters herabzusetzen. Die eigentliche Binarisierung der Flammenausbreitung wird nachfolgend über eine automatisierte, variable Schwellwertbildung an jedem Einzelbild durchgeführt. Die hier eingesetzte Segmentierung basiert auf einem gewichteten Intensitätsmittelwert, der sich aus der aktuellen und vorhergehenden Aufnahme errechnet. Der Schwellwert für das erste Bild der Messserie wird dabei durch die histogrammbasierte Methode von Otsu bestimmt [277]. Abbildung 7.5 zeigt exemplarisch die hier ausgeführten Bildnachbearbeitungsschritte auf.

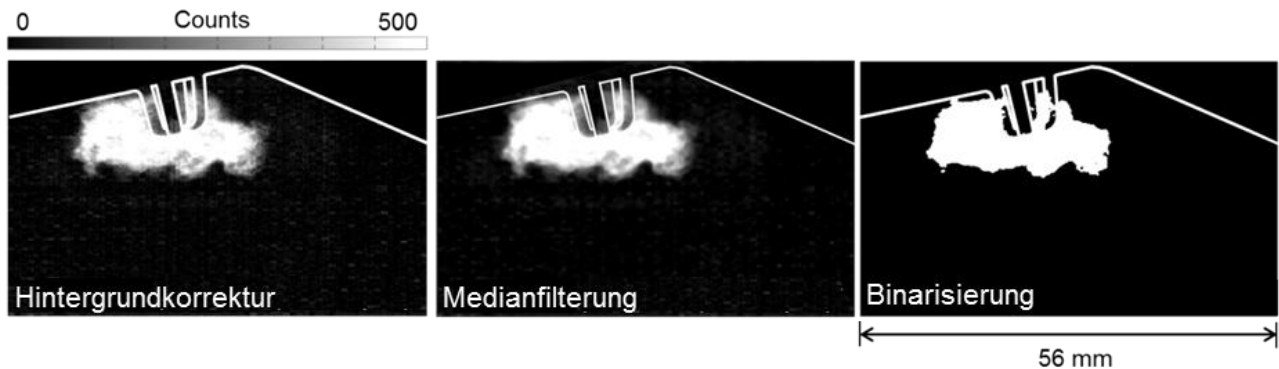


Abbildung 7.5: Segmentierungsprozess zur semiquantitativen Datenauswertung der Rohbilder.

Die aus der beschriebenen Segmentierungsmethode gewonnene Flammenoberfläche ist nachfolgend als Funktion des Kurbelwellenwinkels für 53 Einzelzyklen über die ersten 20° KW n. ZZZP aufgetragen (Abbildung 7.6).

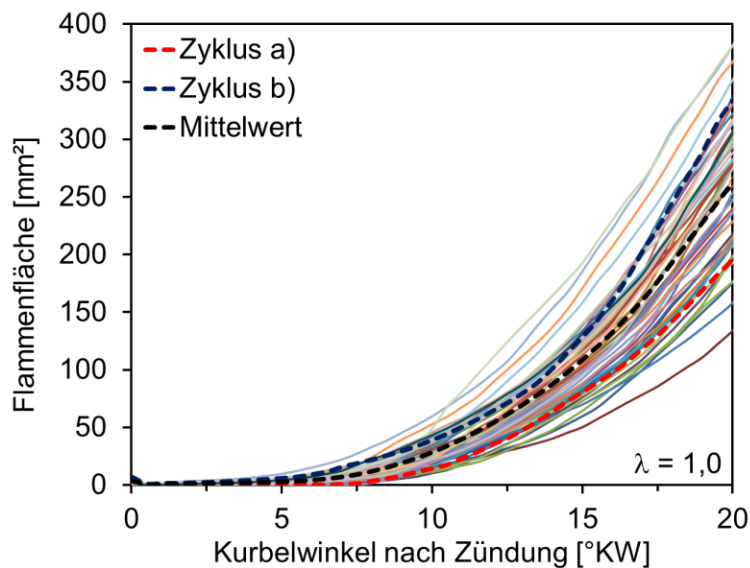


Abbildung 7.6: Ausbildung der Flammenoberfläche für 53 aufeinanderfolgende Zyklen (farbige Linien). Multi-Zyklenmittel der Einzelzyklen (schwarze Linie). In blau und rot die bereits dargestellten Zyklen aus Abbildung 7.4.

Die Flammenoberfläche wird nach Durchlaufen der Binarisierung über Summation der Pixel mit dem Wert „eins“ bei gegebenem Abbildungsverhältnis berechnet. Jede der in der Abbildung dargestellten Linien entspricht dem Flammenfortschritt eines Zyklus mit Verbrennung. Die Expansion der Flammen verläuft streng monoton steigend und verhält sich über den untersuchten Kurbelwellenwinkelbereich physikalisch konsistent zu vergleichbaren Studien [13, 272, 275]. Insbesondere das „nicht-Kreuzen“ dieser Linien spiegelt wieder, dass schnelle Zyklen schnell und langsame Zyklen langsam bleiben.

Bis zu etwa 8° KW n. ZZZP zeigen die Verläufe keinen signifikanten Flächenzuwachs. Die Flamme breitet sich während dieser Phase nur langsam im Brennraum aus. Neben des Flammenfortschritts in Detektionsrichtung

ist dafür aber auch die, in den Rohbildern festgestellte Abschattung durch die Zündkerze verantwortlich (Abbildung 7.4). Nach dem Zündverzug kommt es ab 5°KW nach Zündung zu einem sichtbaren, stetigen Zuwachs der Flammenfläche und in der weiteren Abfolge zu einem beschleunigten Brennstoffumsatz. Ab 15°KW nimmt die Kurve dann einen linearen Verlauf an, sodass die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in diesem Bereich als konstant angesehen werden kann (Abbildung 7.7). Die Höhe des Variationskoeffizienten (COV) ist hier der Breite der Streuung zwischen den Verläufen zu entnehmen. Vergleicht man beispielsweise die minimale und maximale Flammenfläche miteinander, so liegt hier eine Differenz von etwa 200 mm^2 vor.

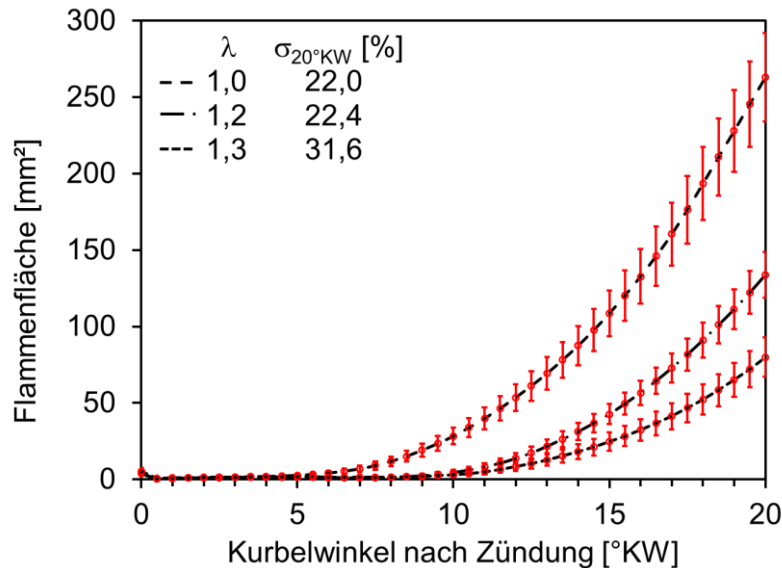


Abbildung 7.7: Mittelwerte und Standardabweichungen zur Flächenausbreitung bei verschiedenen Luftverhältnissen.

Abbildung 7.7 zeigt die Ausdehnung der Flammenoberfläche für die weiteren Betriebszustände. Die Variation des Luftverhältnisses führt dabei zu abweichenden Flächenzuwächsen pro Zeiteinheit. Während die Flamme unter stöchiometrischem Luftverhältnis bei 20°KW n ZZZ bereits eine Fläche von 260 mm^2 einnimmt, erreicht die Flamme bei einer Luftzahl von 1,2 gerade einmal die Hälfte an Ausdehnung. Bei $\lambda = 1,3$ sind es lediglich 80 mm^2 an Flammenfläche. Ausgehend von den Absolutwerten steigen die Schwankungen im Flächenwachstum mit zunehmender Kraftstoffmenge. Die Bestimmung der prozentualen mittleren Schwankung bei 20°KW nach Zündung zeigt jedoch, dass die Standardabweichung für magere Luftverhältnisse ansteigt. Dies deckt sich mit dem in Kapitel 2.4 erwähnten Verhalten einer turbulenten Flammenausbreitung im Brennraum. Zudem ist eine verzögerte Entflammung mit ansteigendem Lambda auszumachen. Ein erster (visuell wahrnehmbarer) Flächenzuwachs ist hier für $\lambda = 1,0$ bei ca. 5°KW zu erkennen, indes die Expansion bei $\lambda = 1,2$ respektive 1,3 erst bei etwa bei 10°KW nach Zündung beginnt.

Ausgehend von der gewählten Darstellung (Flammenfläche pro Zeiteinheit) kann bereits hier eine Abhängigkeit zwischen Brennstoffumsatzrate und Luftverhältnis ausgemacht werden. Die aufgezeigte Korrelation zwischen dem Luftverhältnis und der Flammenoberfläche stimmt mit Literaturergebnissen überein [149] und unterstreicht nochmals die Richtigkeit der Auswertesystematik.

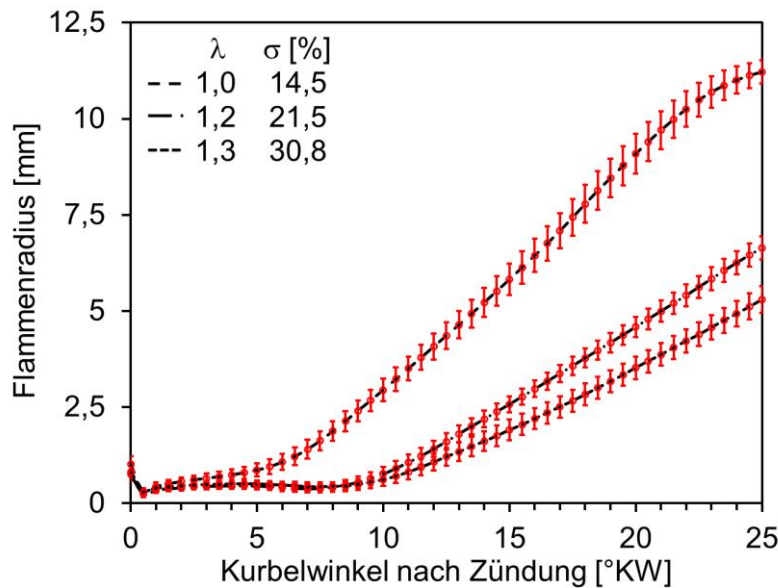


Abbildung 7.8: Entwicklung des Flammenradius über den Kurbelwinkelverlauf, unter Annahme eines sphärischen äquivalenten Flammenradius nach [13, 275].

Um weitere quantitative Ergebnisse aus der detektierten Datenbasis zu gewinnen, wird im folgenden Nachbearbeitungsschritt der Flammenradius unter Annahme einer sphärischen Flammenausbreitung berechnet. Abbildung 7.8 zeigt die resultierenden Kurbelwinkelverläufe mit, den aus den Einzelzyklen bestimmten Schwankungsbändern.

Beginnend mit der Zündung und der damit einhergehenden Überschätzung des Flammenradius durch den Plasmakanal, kommt es für den Fall einer stöchiometrischen Gemischzusammensetzung zu einer stetigen Beschleunigung des Brennstoffumsatzes bis zu 8°KW (1. Regime). Nachfolgend dehnt sich die Flamme gleichförmig, d.h. unter konstanter Expansionsrate in Richtung der Brennraumwände aus (2. Regime). Mit abnehmender Distanz zur kalten Zylinderwand bzw. zum kalten Kolbenboden verzögert sich dann der Flammenfortschritt zusehends (3. Regime), bevor die Interaktion zwischen heißer Flamme und kalter Oberfläche zur Flammenlöschung (Quenching) in Zylinder führt. Die aus Abbildung 7.8 extrahierten Phasen decken sich dabei mit Literaturergebnissen von [278, 279], der aufgezeigte Verlauf zudem mit [13].

Ein ähnliches Bild zeigt sich für die beiden mageren Betriebszustände. Hier durchlaufen die Flammen ebenfalls zuerst eine Phase der gleichförmigen Beschleunigung, bevor sich die Flammenfronten dann (ab 11°KW) unter nahezu konstanter Geschwindigkeit weiter in Richtung der Brennraumoberflächen ausdehnen. Die in der Legende zu findende prozentuale Standardabweichung bezieht sich hier auf die Phasen mit konstanter Progressionsrate (2. Regime).

Überdies wird nach einer Korrelation zwischen dem 5%-Brennstoffumsatzpunkt und der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit gesucht. Die benötigte Ausbreitungsgeschwindigkeit konnte über den Verlauf der zweiten Regime direkt den Kurvenverläufen entnommen werden. Abbildung 7.9 zeigt die, für die Ermittlung einer konstanten Flammenausbreitungsgeschwindigkeit relevanten Bereiche innerhalb der radialen Ausbildung.

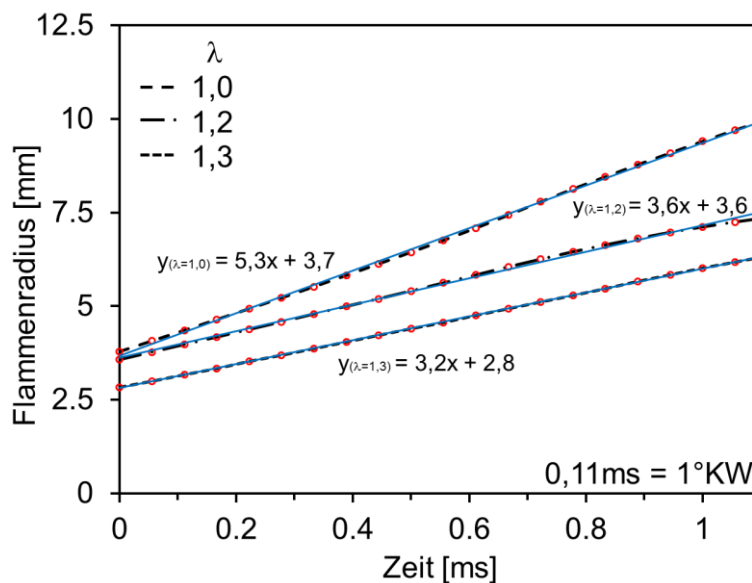


Abbildung 7.9: Flammenradius für die Regime konstanter radialer Ausbreitung. Regressionsanalyse der Datensätze zeigt hier einen linearen Zusammenhang für die untersuchten Luftverhältnisse auf.

Zur der besseren Vergleichbarkeit sind die x -Achsenabschnitte zwischen den Luftverhältnissen aufeinander angepasst. Die Verschiebung der Kurven in x -Richtung ermöglicht in diesem Zusammenhang eine einfachere Gegenüberstellung der abweichenden Steigungen. Dargestellt ist hier die zeitbasierte, radiale Ausbreitung der Flammenfront über jeweils 1,1 ms bzw. 10°KW ausgehend von verschiedenen Startwerten. Die Steigung der Geraden wird als mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront angesehen und ist in Tabelle 7.2 für die verschiedenen Luftzahlen aufgeführt.

Tabelle 7.2: Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront für verschiedene Luftverhältnisse.

Luftverhältnis	1,0	1,2	1,3
Flammengeschwindigkeit	5,3 m/s	3,6 m/s	3,2 m/s
Laminare Brenngeschwindigkeit [73]	0,7 m/s	0,6 m/s	0,5 m/s
Turbulente Flammengeschwindigkeit [74]	5,1 m/s	5 m/s	3,9 m/s
Turbulente Schwankungsgeschwindigkeit (Abschätzung über Kap. 5.1.1 und 5.1.2)	4,4 m/s	4,4 m/s	4,4 m/s
Kurbelwellenwinkelbereich	11,5–21,5°KW	17,5–27,5°KW	18–28°KW

Die radiale Ausdehnungsgeschwindigkeit nimmt deutlich mit ansteigendem Luftverhältnis ab. Dieses Ergebnis deckt sich mit dem physikalischen Grundverständnis der ottomotorischen Verbrennung und der verknüpften Lastregelung (Kapitel 2). Zudem gleichen die aufgeführten Verläufe sowohl qualitativ als auch quantitativ bereits angeführter Literatur [149]. Zur kurbelwinkelaufgelösten Bestimmung des Geschwindigkeitsverlaufs innerhalb der frühen Flammenausbildung, sind ferner die Ableitungen der in Abbildung 7.8 dargestellten Kurvenverläufe berechnet worden. Abbildung 7.10 zeigt die aus 53 Einzelzyklen resultierenden Mittelwerte für die untersuchten Äquivalenzverhältnisse.

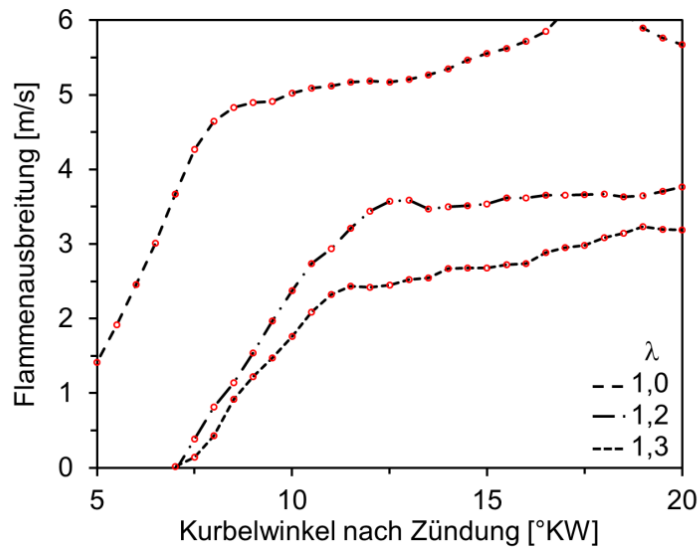


Abbildung 7.10: Kurbelwellenwinkel aufgelöste Flammenfrontausbreitungsgeschwindigkeit für die untersuchten Luftverhältnisse.

Die über einen Bereich von 10°KW im entsprechenden Kurbelwinkelfenster extrahierten Geschwindigkeitsmittelwerte stimmen aufgrund der identischen Datenbasis logischerweise mit denen in Tabelle 7.2 aufgeführten überein. Die Geschwindigkeiten korrelieren auch hier mit dem Luftverhältnis und nehmen für magerere Gemischkompositionen ab.

Mithilfe der in Tabelle 7.2 definierten Kurbelwellenwinkelbereiche können abschließend die mittlere Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten eines jeden Einzelzyklus berechnet und dem entsprechenden 5%-Umsatzpunkt zugeordnet werden. Ein auf das Aggregat abgestimmtes Modell zur Wärmefreisetzung, nutzt dabei eine softwarebasierte Druckverlaufsanalyse (AVL, Concerto), um für jeden Einzelzyklus den Umsatzpunkt zu berechnen. Über die Synchronisierung von Bild- mit Druckdaten konnte nachfolgend der Abgleich beider Datensätze sichergestellt werden. Die benötigten Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Einzelzyklen ist abhängig vom Betriebszustand über einen Kurbelwinkelbereich von 10°KW gemittelt worden. Die Kopplung der charakteristischen Größen (Ausbreitungsgeschwindigkeit und 5%-Brennstoffumsatzpunkt) ist Abbildung 7.11 zu entnehmen.

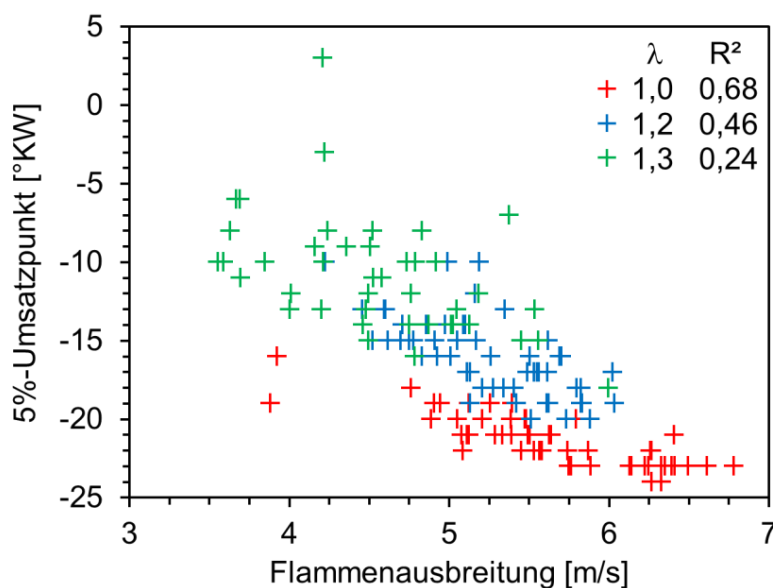


Abbildung 7.11: 5%-Brennstoffumsatzpunkt über der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit für Einzelzyklen bei verschiedenen Luftverhältnissen. Zudem Bestimmtheitsmaß R^2 der Datenreihen, mit schwach positiver Gesamtkorrelation über alle Datenpunkte ($R^2 = 0,49$).

Allgemein zeigen die Punktwolken ein physikalisch plausibles Ergebnis auf, welches sich ebenfalls mit Literaturergebnissen an vergleichbaren Motoren deckt [13, 275]. Es kann eine Abhängigkeit zwischen frühem Erreichen des 5%-Umsatzpunktes und einer hohen Flammausbreitungsgeschwindigkeit bzw. spätem Erreichen des Umsatzpunktes und niedrigerer Ausbreitungsgeschwindigkeit in den Datensätzen festgestellt werden. Dass über eine lineare Regression ermittelte Bestimmtheitsmaß zeigt eine deutliche Abhängigkeit vom Luftverhältnis. Während der Korrelationskoeffizient für stöchiometrische Betriebsbedingungen noch bei 0,68 liegt, nimmt dieser für die beiden mageren Betriebszustände ab. Die Korrelationskoeffizienten der Messreihen dabei liegen im Vergleich zur Literatur unterhalb der dort vorzufindenden Bestimmtheitsmaße [67]. Als möglicher Grund ist hier die sinkende Intensität des Eigenleuchtens mit steigendem Luftverhältnis zu nennen. Eine geringe Signalintensität hat negative Auswirkungen auf das Signal-Rausch-Verhältnis der Messung und beeinflusst damit die Schwellwertfindung und abschließende Binarisierung der Bildinformation. Tabelle 7.3 stellt die aus Druckverläufen und optischen Messungen gewonnenen statistischen Daten einander gegenüber.

Tabelle 7.3: Motorische Betriebscharakteristik unter variierenden Luftverhältnissen.

Luftverhältnis	1,0	1,2	1,3
Maximaler Zylinderinnendruck	21,9 bar	20,8 bar	15,7 bar
Indizierter Mitteldruck	0,79 bar	0,92 bar	1,23 bar
Variationskoeffizient	13,2%	13,0%	13,5%
Standardabweichung 5%-Umsatzpunkt	1,7°KW	2,5°KW	3,7°KW
Standardabweichung der Geschwindigkeit	10,9%	8,3%	12,8%
Bestimmtheitsmaß	0,68	0,46	0,24

Aufgelistete Betriebsparameter zeigen einen unruhigen Motorlauf für alle Luftverhältnisse. Die bei einem Variationskoeffizienten von 5% liegende Laufgrenze wird für alle Betriebsbedingungen deutlich überschritten [280]. Die Standardabweichung der Geschwindigkeitsmessung folgt dem Trend des COV. Die starke Androsselung des Ladungsgemisches (geringer Lastzustand) sowie der frühe Zündzeitpunkt führen in allen Fällen zu einem geringen indizierten Mitteldruck. Der maximale Zylinderinnendruck korreliert mit der zugeführten Brennstoffmasse und sinkt erwartungsgemäß mit ansteigendem Luftverhältnis. Die Streuung der 5 %-Umsatzpunkte lässt sich in diesem Zusammenhang über die brennstoffmassenabhängige Verdichtung des Ladungsgemisches nach der Zündung erklären. Die unkorrelierten Schwankungsniveaus innerhalb der Ausbreitungsgeschwindigkeit werden auf den volumenintegrierenden Ansatz der eingesetzten Chemilumineszenz-Messtechnik zurückgeführt. Die Faltung der Flammenoberfläche wird durch die verwendete Binarisierungsstrategie nicht erfasst bzw. als konstant angenommen und verursacht dadurch einen Fehler.

7.1.2 Zusammenfassung und Schlussfolgerung

Durch die Synchronisation von Bilddaten (Flammeneigenleuchten) mit simultan dazu erfassten Druckdaten, konnte hier die bereits in der Literatur beschriebene Korrelation zwischen früher Flammenausbreitung und indizierten Druckdaten aufgezeigt werden [13, 67, 149, 275]. Trotz der verwendeten „Line-of-Sight“-Detektion konnte hier erneut aufgezeigt werden, dass sich über die Detektion der frühen Flammenausbreitung Rückschlüsse auf den Verlauf der nachfolgenden Verbrennung ziehen lassen. Die eingesetzte Chemilumineszenz-Messtechnik stellte dabei erneut ihre Fähigkeiten unter Beweis, zyklische Schwankungen komplementär zur Druckindizierung bildgebend zu erfassen und damit bewerten zu können.

Zukünftige Messungen sollten das Flammeneigenleuchten allerdings aus mindestens zwei Blickwinkeln visualisieren, um durch die Tiefeninformation zusätzliche Erkenntnisse über den räumlichen Verbrennungsfort-

schritt zu gewinnen. Vergleichende Messungen mit schmalbandigen, selektiven optischen Filtern (die nur lumineszierende Spezies der tatsächlichen Flammenfront transmittieren) könnten zudem Aufschluss drüber geben, inwieweit sich die räumliche Ausbildung der Flammfront von einer breitbandigen Detektion unterscheidet.

7.2 Späte Flammenausbreitung

Das nun folgende Kapitel widmet sich der späten Flammenausbreitung im bereits vorgestellten optischen zugänglichen Einzylinder-Forschungsmotor. Der Fokus der Analyse lag auf der Interaktion zwischen Flammenfront und Feuerstegvolumen. Neben experimentellen Untersuchungen wurde in diesem Kontext auch erstmals eine Grobstruktursimulation mit Vernetzung des Spaltvolumens durchgeführt. In der engen Kooperation mit dem Lehrstuhl für Fluidodynamik wurde die Validierung der LES dabei von Herrn Peter Janas übernommen [281].

Volloptisch zugängliche Einzylindermotoren unterscheiden sich aufgrund der Vielzahl eingesetzter Glasbauteile grundlegend von Serienaggregaten (Kap. 4.1.3). Neben abweichenden Materialpaarungen, durch die es an den Grenzflächen zu einem veränderten Wandwärmeübergang kommt, müssen konstruktive Modifikationen an der Kolbengeometrie durchgeführt werden, um die Glasbauteile zu schützen. Das Kolbenringpaket wird hierzu weiter in Richtung Kurbelwelle verschoben, wodurch sich der Feuersteg am Kolben vergrößert. Zudem wird das Spaltmaß zwischen Kolben und Zylinder angehoben, um einen abrasiven Materialabtrag am Quarzglasring durch das Ringpaket zu verhindern. Um die innermotorischen Prozesse möglichst nicht zu beeinflussen, werden die geometrischen Veränderungen dabei möglichst klein gehalten. In Summe führen sie jedoch zu einer deutlichen Erhöhung des Feuerstegvolumens, das mit dem Ausstoß unverbrannter Kohlenwasserstoffe korreliert [75, 282-285].

In optischen Motoren nimmt das Spaltvolumen am ZOT etwa 10–20% des gesamten Brennraumvolumens ein. Ist das verdichtete Gas dort unverbrannt, enthält das Feuerstegvolumen somit in etwa die Hälfte der im Zylinder befindlichen Gasladung. Die Wärmefreisetzung und der damit verknüpfte Zylinderinnendruck werden also direkt vom Feuerstegvolumen beeinflusst. Das Spaltvolumen von optisch zugänglichen Motoren kann dabei 40 Mal größer sein, als das vergleichbarer Serienmotoren [286, 287]. Nichtsdestotrotz sind aber auch die wesentlich kleineren Spaltvolumina von Serienaggregaten relevant für den Ausstoß unverbrannter Kohlenwasserstoffe. Tabelle 7.4 enthält die wichtigsten Daten zum Kolbenspiel und dem daraus resultierenden Totvolumen.

Tabelle 7.4: Kolben- und Brennraumgeometrie.

Quetschspalt	1,4 mm
Höhe des Feuersteges	31,5 mm
Kolbenspiel	0,5 mm
Feuerstegvolumen	4,13 cm ³

Abbildung 7.12 zeigt die Anordnung im Motor. Schematisch dargestellt sind der Kolben mit Ringpaket, der Zylinder und der Zylinderkopf mit Dachbrennraum. Das Spaltvolumen ergibt sich also aus der Höhe des Feuersteges und dem Kolbenspiel.

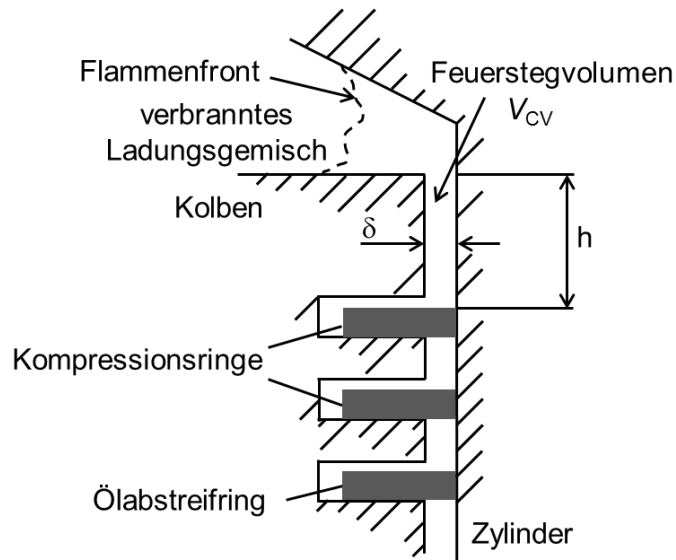


Abbildung 7.12: Geometrie des Kolbens und des Feuerstegvolumens.

Während der Kompression wird das Kraftstoff-Luft-Gemisch in das Feuerstegvolumen gedrückt. Abhängig vom Kolbenspiel ändert sich dabei das Oberflächen-zu-Volumen-Verhältnis und beeinflusst in der Folge den konvektiven Wärmetransport zwischen Ladungsgemisch, Kolben und Zylinderwand. Während der Verbrennung drückt zudem die Wärmeausdehnung unverbranntes Ladungsgemisch in den Ringspalt. Abhängig vom Kolbenspiel kommt es folgend zur Flammenausbreitung in das Feuerstegvolumen, zu einer Flammenlöschung am Spalt oder zu einem Fortschreiten der Flammenfront mit reduzierter Ausbreitungsgeschwindigkeit. Die Stärke der Flammenlöschung wird dabei bestimmt durch die Geometrie des Spalts, der Zusammensetzung des unverbrannten Gases, der Temperatur und dem Druck [1, 282]. Der Einfluss der Flamme-Wand-Interaktion auf den Ausstoß unverbrannter Kohlenwasserstoffe, im Speziellen der des Feuersteges, ist weithin bekannt [75, 282]. Wentworth [283] und Boam et al. [284] stellten mit ihren Experimenten die Wirkung des Kolbens auf die Emissionen von unverbrannten Kohlenwasserstoffen im Abgas heraus. Ein Ring, der den Ringspalt nahe der Kolbenoberfläche abdichtete und damit das Feuerstegvolumen nahezu beseitigte, führte zu wesentlich geringeren Rohemissionen. In einer Studie von Boam et al. bewirkte dies eine Emissionsreduzierung von 30% bei Kaltstartbedingungen. Yoshida [288] zeigte nachfolgend, dass eine Verkleinerung der Feuersteghöhe von 9,5 auf 3,0 mm oder eine Vergrößerung des Kolbenspiels von 0,3 auf 0,5 mm zu einer Reduzierung der Kohlenwasserstoffemissionen um 16 bzw. 23% führt. Die Verbesserung der geometrischen Randbedingungen für eine aktive Flammenausbreitung in den Spalt sorgt demnach für weniger unverbrannte Kohlenwasserstoffe im Abgas aufgrund von Brennstoffumsetzung im Feuersteg. Eine detaillierte Übersicht der experimentellen Studien zum Einfluss des Feuerstegvolumens auf die Emission unverbrannter Kohlenwasserstoffe findet sich in [282].

Haskell und Legate [285] erhöhten in ihren Untersuchungen das Kolbenspiel sukzessive, um über die parallel dazu mitgemessenen UHC-Emissionen die Löschdistanz der Flamme zu bestimmen. Sie beobachteten für Spaltbreiten kleiner als 0,18 mm die Flammenlöschung. Diese empirisch bestimmte Quenchingdistanz liegt dabei in guter Übereinstimmung zu der durch die Péclet-Zahl abgeschätzten Zwei-Platten-Löschdistanz [1]. Goolsby und Haskell [289] sowie später Ishizawa [290] untersuchten den Einfluss des Luftverhältnisses, Zündzeitpunkts, Restgasanteils bzw. der Effizienz des Ladungswechsels sowie das Einwirken der Wandtemperatur auf die Flammenlöschung im Ottomotor. Sie nutzten einen mittig, in einem variablen Spalt positionierten Flammenionisationsdetektor, um das Fortschreiten der Flammenfront in den Spalt zu detektieren. Ishizawa entwickelte in der Folge eine empirische Gleichung zur Berechnung der Zwei-Wand-Löschungs-distanz für stöchiometrische Ladungsgemische ohne Ladungsverdünnung im Motor. Die Gleichung ähnelt den früheren Korrelationen von Goolsby und Haskell [289] und Friedman und Johnston [291], die in ihren Studien das sichtbare Flammeneigenleuchten an der Wand genauer untersuchten. Erste Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zum

Flammenfortschritt entlang einer Zylinderwand wurden von Daniel [292] durchgeführt. Er bestimmte die Quenchdistanz für einzelne Wände. Später analysierten Sterlepper et al. den Einfluss der Spaltgeometrie auf die Emission unverbrannter Kohlenwasserstoffe mit Multifaser-Optiken. Sie detektierten die Lichtmenge im Feuerstegvolumen und korrelierten diese mit dem gemessenen Druckverlauf, um Rückschlüsse auf den Flammenlöschungsprozess innerhalb der Warmlaufphase zu gewinnen [293].

Innerhalb der ottomotorischen Verbrennung stellt die wandnahe Flammenlöschung die letzte Phase der Verbrennung dar. Der Verbrennungsprozess lässt sich allgemein in drei Regime unterteilen. Die erste Phase beginnt kurz nach der Zündung mit der Beschleunigung der Flamme in alle Raumrichtungen. Gefolgt wird diese Phase von dem Brennstoffumsatz bei konstanter Brenngeschwindigkeit. Anschließend kommt es wandnah zur Verzögerung der Flammausbreitung, mit abschließender Flammenlöschung an den Brennraumwänden. In der Publikation von Liu [279] et al. werden die verschiedenen Phasen der Verbrennung an einem optischen Motor aufgezeigt. Die Verzögerung der Flamme aufgrund von wandnahen Effekten ist demnach schwierig zu visualisieren. Der Beginn der Verzögerung startet nach Liu ab einer Distanz von 7 mm zum Kolbenboden, nach Foucher [278] erst bei einem Abstand von 2 mm. Die letzte Phase der Verbrennung findet bei sinkenden Geschwindigkeiten statt, was die Bedeutung der Zylinderwand und des Feuerstegvolumens in diesem Kontext unterstreicht.

Viele numerische Studien beschäftigten sich in der Vergangenheit mit der frühen Flammenausbreitung in optischen Motoren, in der die Flamme frei propagiert und hauptsächlich von Turbulenz beeinflusst wird [19, 95, 294, 295]. Eine Zusammenfassung der existierenden Verbrennungsmodelle für fremdgezündete Verbrennungsmotoren findet sich in [296, 297], wobei keine dieser Veröffentlichungen den Fokus auf die Simulation (mittels LES) der Flammausbreitung in den Feuersteg legt. Lediglich 1D-Berechnungen, die sich auf das Spaltvolumen beschränken sind für Ottomotoren durchgeführt worden [298]. Zudem sind einige 3D-Berechnungen für das Feuerstegvolumen im HCCI-Betrieb [299, 300] und für das Eindringen von Rußpartikeln durch den Spalt in das Kurbelgehäuse angefertigt worden [301]. Des Weiteren wurde eine Studie zur Voroxidation von unverbrannten Kohlenwasserstoffen im Feuersteg unter HCCI-Betriebsbedingungen publiziert [302]. Rakopoulos et al. [303] erstellten ein phänomenologisches Modell indem der Massentransport zwischen Brennraum und Kurbelgehäuse als Quellterm mit in die Kontinuitätsgleichung einbezogen wurde. Sie nutzten dieses Spaltmodell für eine 3D-RANS-CFD mit Verbrennung [304]. Jedoch berücksichtigt dieses Modell nicht die lokalen Effekte des Ein- und Ausströmens am Spalt, auf das im Zylinder befindliche Ladungsgemisch sowie den Einfluss der Grenzschichtdicke an den Brennraumwänden.

7.2.1 Messung der späten Flammenausbreitung

Im Rahmen der bereits vorgestellten Messungen zur frühen Flammenausbreitung (Kapitel 7.1), wurde bei Durchsicht der Rohbilder um den OT ein erhöhtes Intensitätsniveau am Feuersteg festgestellt. Die detektierte Lumineszenz und deren mögliche Ursache stellten den Ausgangspunkt für eine erneute Visualisierung des Flammenfortschritts dar. Die nun folgenden Ergebnisse stammen aus einer Veröffentlichung, die in Zusammenarbeit mit dem Lehrstuhl für Fluidodynamik entstanden ist [281]. Die in diesem Zusammenhang durchgeführte Grobstruktursimulation wurde von Herrn Peter Janas durchgeführt.

Abbildung 7.13a zeigt das am Kolben auftretende Phänomen innerhalb der späten Phase der Flammenausbreitung. Die erneute experimentelle Untersuchung des Flammenfortschritts wurde bei stöchiometrischem Luftverhältnis und nahezu identischen Betriebsbedingungen wie in Kapitel 7.1 durchgeführt. Das Kamerasystem wurde zwecks einer Anpassung des Sichtbereichs verschoben und das Abbildungsverhältnis aufgrund von Refokussierung (jetzt auf die Vorderkante des Kolbens) verändert. Die sich daraus ergebene projizierte Pixelgröße betrug dadurch $313 \mu\text{m}^2$.

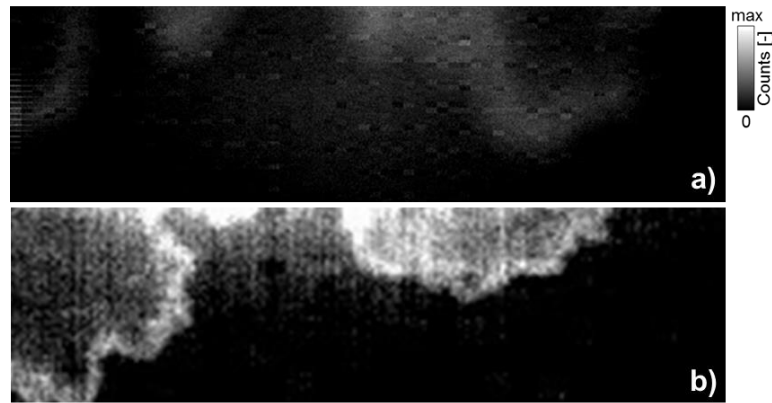


Abbildung 7.13: Chemilumineszenz im Ringspalt des Feuersteges. a) Fokussiert auf die Zylindermittenebene an der Zündkerze. b) Fokalebene auf dem vorgezogenen Feuerstegvolumen.

Beide Aufnahmen bei späten Kurbelwellenwinkeln zeigen den gleichen Bildausschnitt am Ringspalt des Feuersteges. In Abbildung 7.13a liegt die Fokalebene wie zuvor (Kapitel 7.1) in der Mitte des Zylinders. Die Belichtung zeigt am Feuersteg verschwommene Bereiche erhöhter Helligkeit, die schwer zu interpretieren sind. Abbildung 7.13b zeigt den gleichen Bildbereich bei identischem Kurbelwellenwinkel. Der Fokus der Kamera liegt hier nun allerdings 42 mm vor der Zylindermittenebene, d.h. auf dem vorderen Feuerstegvolumen. Nun zeigen sich im Bildausschnitt klar definierte, gewellte Strukturen hoher Lichtstärke, die vorher außerhalb der Fokalebene lagen. Die relativ große Apertur der Linse ($f_{\#} = 1,2$), optimiert für geringe Lichtintensitäten, führt aufgrund der geringen Tiefenschärfe zu der in Abbildung 7.13a zu sehenden ausgeprägten Defokussierung. Die notwendige Neuausrichtung des Objektivs sowie die nötigen Veränderungen an den Belichtungseinstellungen könnten erklären, warum die recht einfach zu erzeugenden Bilder zur Flammenausbreitung am Spalt bis dato noch nicht veröffentlicht wurden (nach umfangreicher Literaturrecherche ist dies der letzte Kenntnisstand). Der Wechsel der Fokalebene ermöglicht eine detaillierte Beobachtung der späten Flammenausbreitung und der möglichen Flammenausbreitung in den Feuersteg.

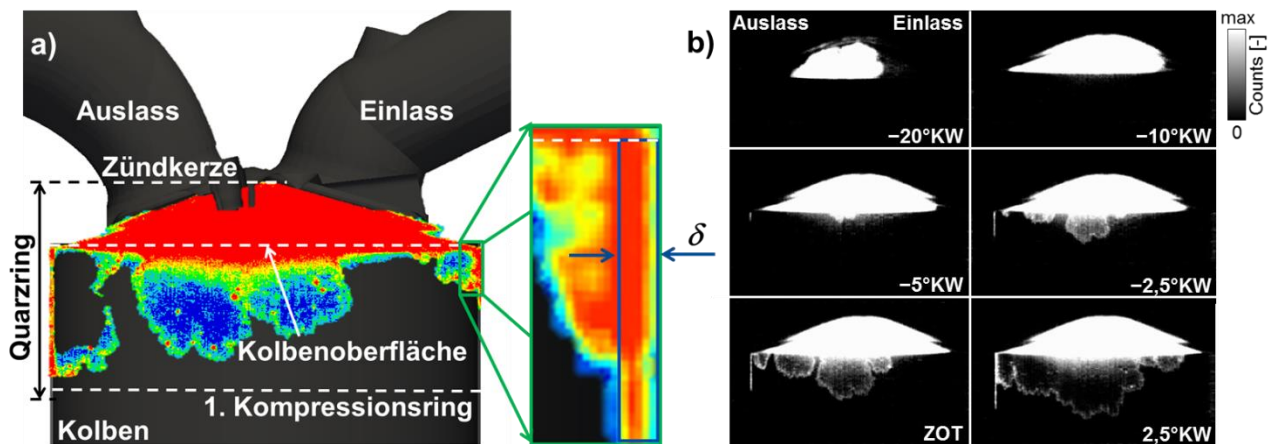


Abbildung 7.14: a) Einzelbild der Flammenausbreitung bei ZOT in Falschfarbendarstellung überlagert auf einem CAD-Rendering der Brennraumgeometrie. b) Flammenausbreitung innerhalb eines Zyklus mit Expansion in den großen Ringspalt.

Abbildung 7.14a illustriert die Flammenausbreitung am oberen Totpunkt und eine Detailansicht des Spaltvolumens in Falschfarbendarstellung. Die Abbildung enthält zudem alle markanten geometrischen Gegebenheiten zur besseren Orientierung im Bildbereich. Aufgrund der gewählten Intensitätsgrenzen sind in den Aufnahmen zur frühen Flammenausbreitung (Graustufendarstellung) keine Oberflächendetails zu erkennen. Abbildung 7.14b zeigt für Kurbelwinkel um den OT wie Inseln aus heißem Gas in den Ringspalt gedrückt werden. Im ZOT können drei „Inseln“, deren Außenkonturen stark lumineszieren, voneinander unterschieden werden.

Die Lücken zwischen den Inseln bestehen aus unverbranntem Gas (keine Lumineszenz), die bereits 2,5°KW nach OT vollständig mit den lumineszierenden Inseln verschmelzen. Das Zusammenwachsen der leuchtenden Grenzen impliziert dabei eine aktive Ausbreitung der Inseln in den Spalt und nicht nur ein Leuchten bzw. Nachleuchten verbleibender heißer Abgasspezies im Feuerstegvolumen. Ein erstes Indiz für ein aktives Hineinbrennen in das Feuerstegvolumen ist somit gegeben. Die zerklüftete Struktur Oberfläche der lumineszierenden Front spricht zudem für eine Flammenausbreitung im Spalt.

Durch die empirische Gleichung zur Zwei-Wand-Quenchdistanz, die bei ähnlichen motorischen Betriebsbedingungen entstanden ist, bestärkt Ishizawa diese Vermutung [290]:

$$d_q = 14,8 (p_{\max})^{-0,9} (T_{\text{wand}})^{-0,5} \quad (7.1)$$

d_q : Zwei-Wand-Quenchdistanz

p_{\max} : Maximaler Zylinderinnendruck

T_{wand} : Wandtemperatur

Für einen Zylinderspitzenruck von 18 bar und eine Wandtemperatur von 450 K (wurde über ein 1D–0D-Ladungswechselmodell zum optischen Einzylinder errechnet) ergibt sich hier eine Quenchdistanz von 0,41 mm. Da die errechnete Distanz kleiner als das Kolbenspiel (0,5 mm) ist, untermauert das Ergebnis die Vermutung einer aktiven Flammenausbreitung in den Feuersteg.

Neben der frühen Flammenausbreitung ist auch späte Flammenausbreitung zyklischen Schwankungen unterworfen, die in der variierenden Ausbreitung der lumineszierenden Strukturen im Feuerstegvolumen deutlich zu erkennen sind. Abbildung 7.15 zeigt in diesem Kontext die Flammenausbreitung in den Feuersteg dreier verschiedener Zyklen. Obwohl sich die Morphologie der Strukturen im Allgemeinen wiederholt, sind die zeitliche Abfolge sowie die spezifische Ausprägung deutlichen zyklischen Schwankungen unterworfen.

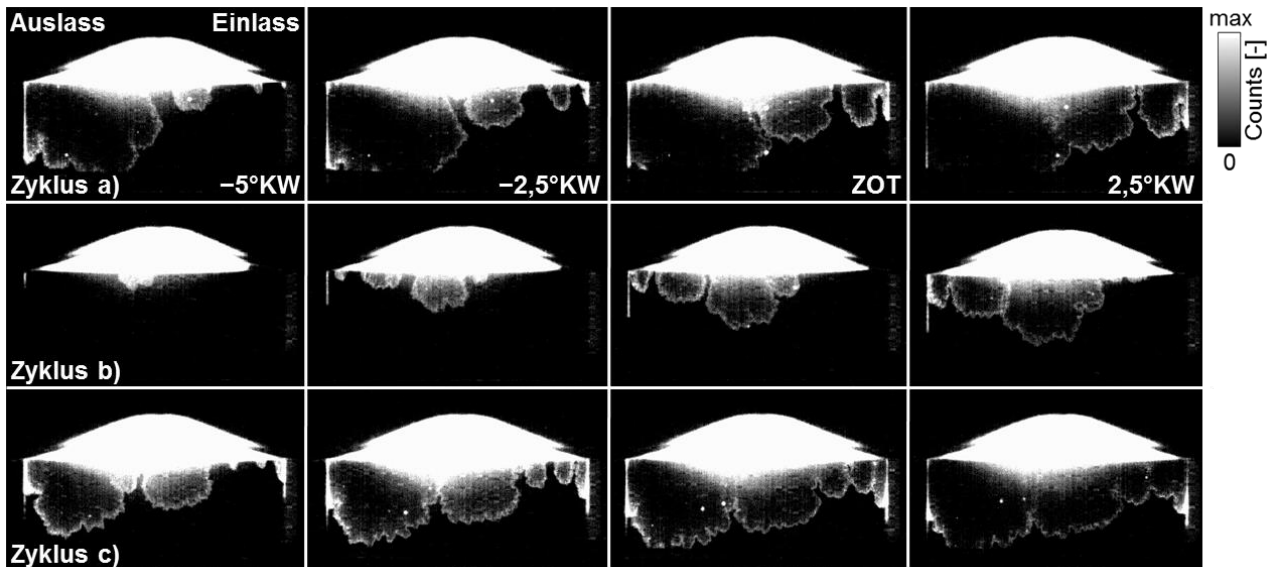


Abbildung 7.15: Zyklische Schwankungen der Flammenausbreitung in den Feuersteg, dargestellt für drei unterschiedliche Zyklen.

Zur endgültigen Bestätigung einer aktiven Flammenfrontausbildung in das Feuerstegvolumen wurde eine Simulationsrechnung unter identischen Randbedingungen aufgesetzt. Zum einen sollte mithilfe der LES geklärt werden, ob sich dieses Phänomen überhaupt numerisch abbilden lässt, zum anderen bietet die Rechnung die Möglichkeit den Reaktionsfortschritt gezielt an- bzw. auszuschalten. Dies erlaubt eine klare Fallunterscheidung zwischen dem Einfluss von Konvektion und freier Flammenpropagation auf die tatsächliche Ausbreitung

ins Feuerstegvolumen. Eine direkte Gegenüberstellung der experimentellen und numerisch bestimmten Daten, könnte zudem zu einem allgemeinen Erkenntnisgewinn der im Feuerstegvolumen ablaufenden Prozesse beitragen. Eine detaillierte Beschreibung der in der CFD verwendeten Gitterauflösung, der eingesetzten numerischen Modelle sowie deren Berechnungsgrundlagen finden sich in [281]. Abbildung 7.16 stellt die simulierten Lösungen mit Reaktionsterm, den durchgeführten Messungen bei gleichen Kurbelwellenwinkeln einander gegenüber.

Die LES zeigt dabei deutliche Übereinstimmung mit kinematographischen Chemilumineszenzmessungen und scheint somit in der Lage zu sein die Prozesse im Feuerstegvolumen während der späten Verbrennungsphase abzubilden. Der räumliche und zeitliche Verlauf des Abtauchens der Reaktionszone in den Ringspalt wird darüber hinaus erstaunlich gut getroffen. Das Ein- und Ausschalten des Quellterms hat überdies einen sichtbaren Effekt auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit im Ringspalt.

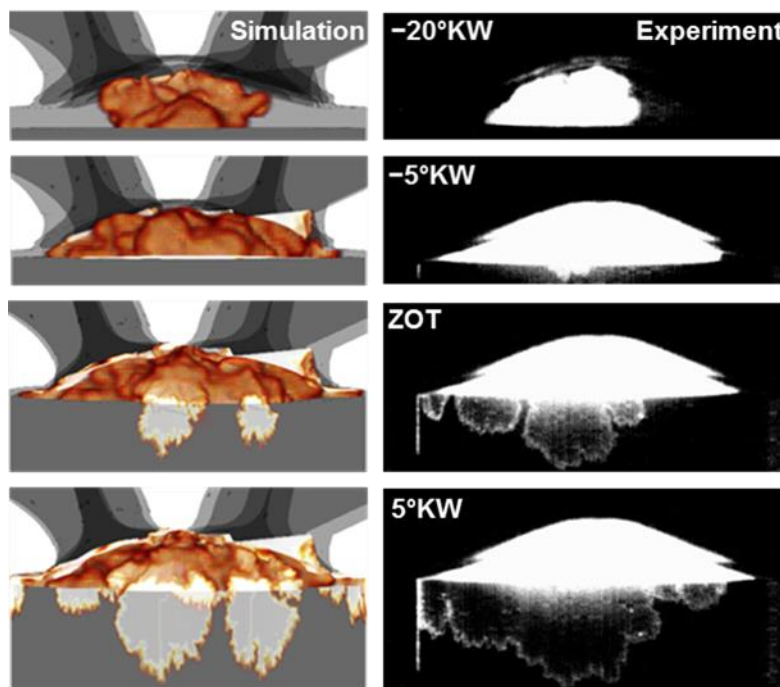


Abbildung 7.16: Oberflächenrendering zur berechneten Reaktionsfortschrittsvariablen für verschiedene Kurbelwellenwinkel (links). Kurbelwinkelaufgelöste Chemilumineszenzvisualisierung (rechts) [281].

Ohne Zuschalten des Reaktionsterms (s. Abbildung 7.16, links) werden in der Simulation Geschwindigkeiten von bis zu 25 m/s um den ZOT am Rand des Spalts erreicht. Basierend auf der errechneten rein konvektiven Ausbreitungsgeschwindigkeit ist davon auszugehen, dass die Reaktionszone in den Spalt gedrückt wird und dort weiterbrennt. Zusammenfassend erscheint eine Flammenausbreitung in den Feuersteg als Ursache für die Lumineszenz plausibel, zumal sich die morphologische Erscheinung der Oberflächen zwischen Simulation und Experiment gleicht.

Im letzten experimentellen Auswerteschritt wurden die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit über den Kurbelwellenwinkelbereich zwischen Zündung (-45°KW) und 5°KW nach ZOT bestimmt. Für die frühe Flammenausbreitung (-45 – -13°KW) wurde die zuvor in Kapitel 7.1.1 vorgestellte Methode zur morphologischen Bildauswertung angewendet, für die späte Flammenausbreitung (-20 – 5°KW), ein innerhalb der Bildbearbeitungssoftware DaVis 8.1.4 implementierter Kreuzkorrelationsalgorithmus eingesetzt (Kapitel 5). Die Bestimmung der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit erfolgte für die späte Flammenausbreitung über einen schmalen zentralen Bereich entlang der vertikalen Zylinderachse (Brennraum und Ringspalt). Die erhöhte Standardabweichung innerhalb des Verlaufs resultiert dabei aus dem kleinen Mittelungsbereich und dem hohen räumlichen Schwankungsniveau. Die in Abbildung 7.17 aufgeführten kurbelwinkelaufgelösten Geschwindigkeitsverläufe wurden innerhalb der Bildnachbearbeitung aus jeweils 50 Einzelzyklen gebildet.

Die Geschwindigkeitsentwicklung zeigt hier erneut die drei Phasen bzw. Regime des Flammenfortschritts auf. Nach der Zündung mit einhergehendem Zündverzöger kommt es zuerst zu einer Beschleunigung in der Brennstoffumsatzrate (5–9°KW n. ZZP), bevor die Flammenfront nachfolgend unter konstanter Geschwindigkeit in Richtung der Brennraumoberflächen propagiert, um abschließend durch diese verzögert zu werden (circa 20°KW n. ZZP). Die mithilfe der unterschiedlichen Bildnachbearbeitungsstrategien quantifizierten Verläufe gehen dabei ineinander über und decken sich überdies in einem schmalen Kurbelwinkelfenster. Bei 30°KW durchlaufen beide Kurven ein Geschwindigkeitsminimum, ehe der blaue Graph dann ab einem Kurbelwellenwinkel von circa 40°KW zudem den Flammenfortschritt in den Feuersteg wiedergibt. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront steigt hier aufgrund des zunehmenden Verbrennungsdrucks (Gasdruck durch die Verbrennung) und des entgegenwirkenden, durch die Kolbenbewegung induzierten, Kompressionsdrucks in der gewählten Fokalebene.

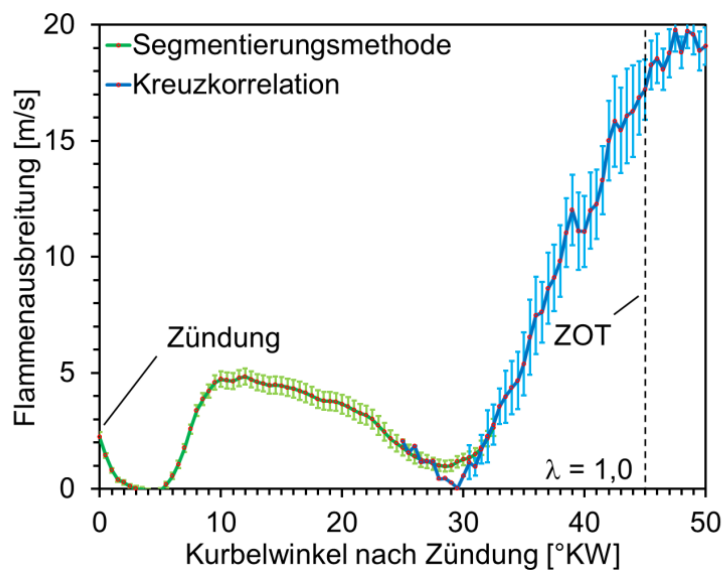


Abbildung 7.17: Quantitative Auswertungen der Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten durch kinematographische Messungen der Chemilumineszenz. Geschwindigkeitsbestimmung mithilfe einer kombinierten Segmentierungsmethode für die frühe Flammenausbreitung (grün) sowie über einen konventionellen Kreuzkorrelationsalgorithmus (Kapitel 4.2) für die späte Flammenausbreitung.

Die ermittelte Flammenausbreitungsgeschwindigkeit weist hier die gleiche Größenordnung wie die der Grobstruktursimulation auf und beträgt um den oberen Totpunkt etwa 18 m/s im Feuersteg. Basierend auf den in Kapitel 5.1.2 für gleiche Steuerzeiten, aber abweichenden Einlassventilhub bestimmten Strömungsfeldern und der in Kapitel 2.4 vorgestellten Gleichung zur Berechnung der Flammengeschwindigkeit (Formel 2.3), wird hier die turbulente Flammengeschwindigkeit am ZOT auf 5,1 m/s (Tabelle 7.2) abgeschätzt. Es wird darauf hingewiesen, dass die ermittelte turbulente Flammengeschwindigkeit lediglich für den Dachbrennraum bestimmt werden kann und aufgrund des unbekannten Strömungsfeldes im Ringspalt nicht auf diesen übertragbar ist.

7.2.2 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

Die bildgebenden Untersuchungen durch kurbelwinkelaufgelöste Chemilumineszenzvisualisierung zeigen um den oberen Totpunkt das Abtauchen einer lumineszierenden Front in das Feuerstegvolumen. Die zerklüftete Oberflächenstruktur sowie deren Ausbreitungscharakteristik ähnelten dabei stark einer gefalteten Flammenfront. Ein im Vorfeld vermutetes, rein konvektiv verursachtes Hereindrücken heißen Restgases in den Ringspalt konnte hier aufgrund der räumlichen Ausprägung und Beschaffenheit der Grenzflächen ausgeschlossen werden. Eine vorausgegangene Literaturrecherche bestätigte zudem die aufgestellte These eines aktiven Hineinbrennens in das Feuerstegvolumen.

Eine im Anschluss durchgeführte numerische Studie zeigte im Vergleich zur Messung konsistente Ergebnisse auf. Die LES erlaubte es, gezielt den Quellterm innerhalb der Rechnung auszuschalten und so beide Szenarien einander gegenüberzustellen. Im Fall des aktiven Reaktionsfortschritts wurde hier eine doppelt so hohe Penetrationstiefe in den Ringspalt festgestellt als ohne Quellterm. Zudem zeigte die Grobstruktursimulation mit Quellterm gleiche Strukturen innerhalb der Flammenfrontausbreitung in den Ringspalt auf. Die Ausbildung der detektierten heißen, reaktiven Inseln beginnt auch in der Rechnung zuerst mittig am Rand des Kolbens und breitet sich folgend über den gesamten Bohrungsdurchmesser aus. In der weiteren Abfolge dehnt sich Flamme dann weiter in Richtung Spalt aus. Schließlich treffen sich dort die von verschiedenen Orten an der Kolbenoberfläche in das Ringvolumen laufenden Flammeninseln und verschmelzen miteinander.

Die aufgezeigten Ergebnisse beziehen sich natürlich lediglich auf optisch zugängliche Forschungsmotoren, deren Bauweise sich wie bereits mehrfach erwähnt deutlich von Serienaggregaten unterscheidet. Nichtsdestotrotz sollten die gewonnenen Erkenntnisse gerade bei der Simulation optischer Motoren berücksichtigt werden, die schlussendlich ein geeignetes Validierungsobjekt für die CFD darstellen. Da das Feuerstegvolumen optischer Motoren wesentlich größeren als das von Serienaggregaten ist, ergeben folglich Abweichungen die sich an erster Stelle im Druckverlauf äußern. Neben Differenzen, die sich hier aus dem veränderten Wandwärmeübergang ergeben, ist im gefeuerten Betrieb zudem das im Ringspalt deponierte, zündfähige Ladungsgemisch zu berücksichtigen, um einen korrekten Abgleich der Zylinderinnendrucke über die frühe Flammenausbreitung hinaus zu bewerkstelligen. Trotz der erheblichen Mehrkosten bei Berücksichtigung des Feuerstegvolumens, scheint es gerade für die Weiterentwicklung prädiktiver Modelle zur Beurteilung zyklischer Schwankungen und der daraus resultierenden Emissionsbildung unumgänglich zu sein dieses ebenfalls zu vernetzen. Zudem könnte diese Art der Modellierung aber auch zukünftig für Serienmotoren zum Stand der Technik werden, da die Emissionsgrenzwerte während des Kaltstarts (unverbrannte Kohlenwasserstoffe) immer strikter reglementiert werden.

Die abgebildeten zyklischen Schwankungen wurden innerhalb der Studie noch nicht detailliert analysiert. Mögliche systematische Zusammenhänge zwischen Umsatzrate und räumlicher Ausbildung des Flammenfortschritts in den Spalt gilt es im nächsten Schritt der Auswertung zu untersuchen. Als weitere Herausforderung wäre in diesem Kontext zudem eine simultan zu den optischen Messungen ablaufende Ab- bzw. Restgasanalyse zu nennen. Diese sollte in der Lage sein sowohl die gebildeten Rohemissionen zu quantifizieren als auch das Luftverhältnis im Einzelzyklus zu bestimmen.

8 Ausblick

Neben den bereits diskutierten messtechnischen Ansätzen zur Quantifizierung der unmittelbar mit zyklischen Schwankungen verknüpften Zielgrößen sollen weitere experimentelle Ansätze, die im direkten Kontext dieser Arbeit stehen, aufgezeigt werden.

Zeitauflösende Messungen zum Strömungsfeld könnten mithilfe des vorhandenen Hochgeschwindigkeitsfestkörperlasers durchgeführt werden. Hierdurch ließe sich das wandnahe Geschwindigkeitsfeld in Bezug auf den konvektiven Wärmeübergang über die Einlauf- und die Kompressionsphase bestimmen. Das zündkerzennahe Strömungsfeld könnte in Kombination mit Druckdaten dazu beitragen, den Einfluss des lokalen Geschwindigkeitsfeldes auf die Ausbildung zyklischer Schwankungen herauszustellen.

Des Weiteren könnte das bereits am stationären Strömungsprüfstand erfolgreich eingesetzte sCMOS-Kamerasystem ebenfalls am optisch zugänglichen Einzylinder-Forschungsmotor eingesetzt werden. Räumlich hochauflösende Strömungsmessungen ließen sich dadurch auch direkt an Wand durchführen und sich so numerische Modelle zur Beschreibung der Stoß-Grenzschicht-Interaktion optimieren. Ferner würden zusätzliche PIV-Messebenen den Informationsgewinn bzgl. der räumlichen Ausbildung der Zylinderinnenströmung steigern und so die Datenbasis zur Validierung innermotorischer Strömungssimulationen erweitern. Zudem wäre stereoskopische PIV zur Bestimmung der dritten Geschwindigkeitskomponente (Out-of-plane Komponente) denkbar.

Die ventilnahen Strömungsuntersuchungen an der Luftflutbank ließen sich durch die Verwendung eines Acrylglasventils verbessern. Zeitaufgelöste Messungen nahe dem Ventilschaft könnten die über die Strouhal-Zahl definierte Ablösefrequenz quantifizieren. Die bereits gerechnete hochauflösende LES könnte in diesem Zusammenhang als Referenz dienen. Eine aktive bzw. gezielte Störung der Einlassströmung könnte Aufschlüsse über die Fortpflanzung von Störstellen in den Brennraum geben und dadurch beispielsweise Schwankungen im Einlassdruck als Ursache zyklischer Schwankungen ausschließen bzw. bestätigen.

Die vorgestellten Fluoreszenzmessungen zeigen, dass mit spektral integrierter Toluol-Tracer-LIF als Temperaturmessverfahren relative Temperaturfluktuationen mit sehr hoher Messpräzision abgebildet werden können. Da die wandnahen Temperaturfluktuationen direkt aus dem turbulenten Wandwärmeübergang resultieren, würde eine simultan durchgeführte, wandnahe Geschwindigkeitsmessung unmittelbare Rückschlüsse auf den konvektiven Wärmeübergang zulassen. Abbildung 8.1 zeigt das Potential einer kombinativen Messung auf.

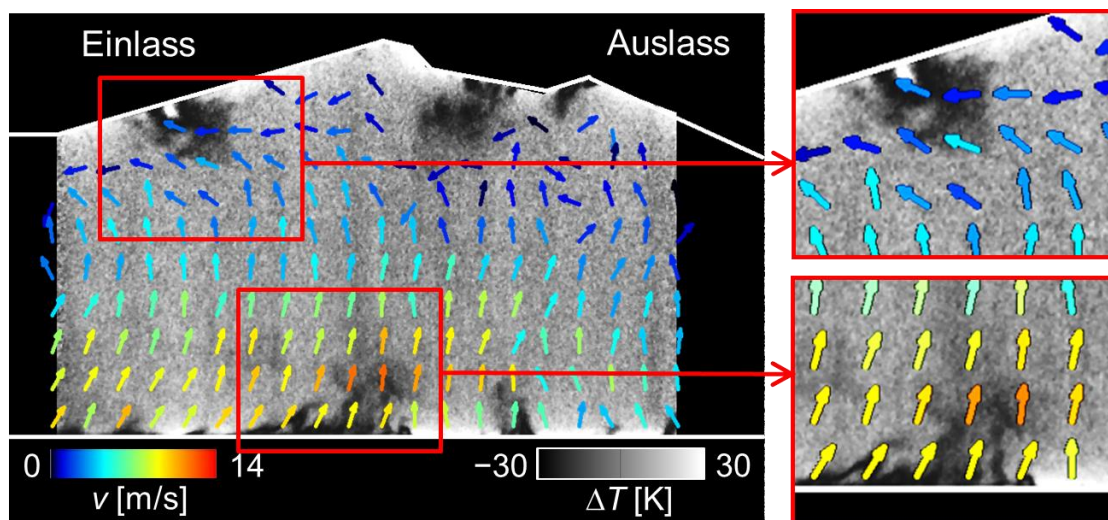


Abbildung 8.1: Instantane Temperaturinhomogenitäten (Grauskala, Toluol-LIF-Thermometrie) und phasengemittelte Geschwindigkeit (farbkodierte Vektoren, PIV). Messzeitpunkt: -50°KW vor ZOT. Die mittlere Gasphasentemperatur beträgt 598 K.

Obwohl das Strömungsfeld in diesem Fall nicht simultan zu den Temperaturfluktuationen gemessen wurde, ist schon aus dieser einfachen Überlagerung zu erkennen, wie die Strömung den Transport kälterer Gaspakete von der Wand beeinflusst. Um den Wandwärmeübergang aber so detailliert zu erfassen, dass die Ergebnisse für die Modellierung wandnaher Transportvorgänge nützlich sind, müssten die wandnahen Temperaturfluktuationen sowie Strömungsfelder mit einer wesentlich höheren Auflösung und möglichst simultan zueinander vermessen werden [12].

Im Hinblick auf eine mögliche numerische Abbildung der Ergebnisse ist darauf zu achten, dass eine hohe räumliche Auflösung im Einzelschuss dazu genutzt werden kann die Genauigkeit der eingebetteten Feinstrukturmodelle zu überprüfen, eine hohe räumliche Auflösung aber auch im Zielkonflikt zur Messpräzision steht. Eine Verbesserung der Messpräzision ist dabei durch Detailoptimierung der Messkette umsetzbar. Der Austausch des bisher verwendeten bildverstärkten Kamerasystems durch eine bereits beschaffte UV-sensitive, rauscharme CCD-Kamera ist z.B. ein solcher Optimierungsschritt [12].

Zeitaufgelöste Messungen zur Entstehung und Ausbildung von Temperaturfluktuationen über den Kompressionstakt würden zudem einen entscheidenden Informationsgewinn bei der Analyse des lokalen Wandwärmeübergangs liefern. Aufgrund der wesentlich geringeren Einzelschussenergien kommerziell erhältlicher, hochrepetitiver Festkörperlaser (kHz-Bereich) und der verrauschten Detektion des Fluoreszenzsignals über intensivierte Hochgeschwindigkeits-CMOS-Systeme, ist hier die Wahl eines geeigneten Tracers noch entscheidender. Die Temperatursensitivität sowie die absolute Signalintensität pro Tracermolekül sind dabei für die Messpräzision ausschlaggebend.

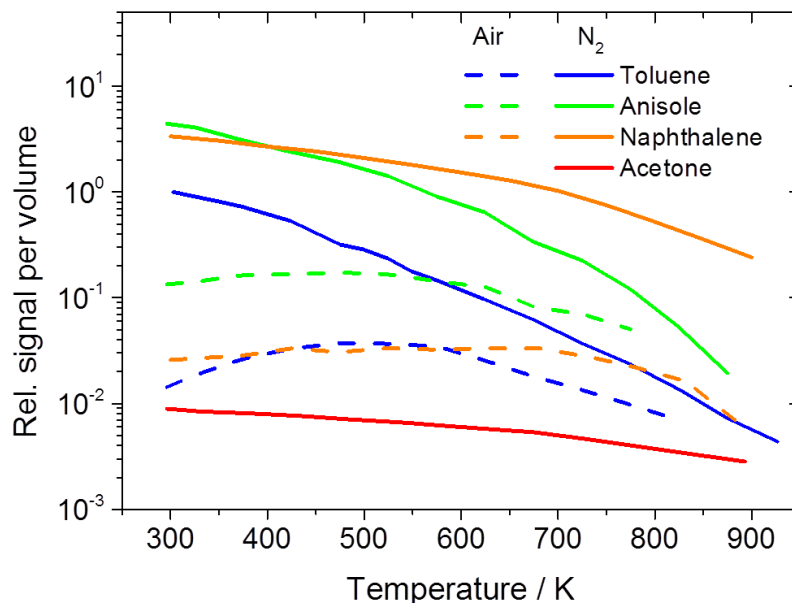


Abbildung 8.2: Extrapolierte LIF Signalintensitäten pro Volumen bestimmt für Tracerkonzentrationen im Phasengleichgewicht bei Umgebungsbedingungen [124].

Der in Abbildung 8.2 illustrierte starke Signalabfall macht neben Toluol auch Anisol zu einem interessanten Molekül für Temperaturmessungen mittels Einfarben-Thermometrie. Wegen des im Vergleich zu Toluol um eine Größenordnung höher liegenden relativen Signals pro Volumen ist Anisol für Hochgeschwindigkeitsanwendungen noch geeigneter.

Die Visualisierung von Dichtegradienten aufgrund von Abweichungen im lokalen Brechungsindex macht sich die Schlierenmesstechnik bei der Untersuchung der Gemischbildung (Kraftstoffverdampfung) sowie Verbrennung zu nutzen. Durch sogenannte Abschattung des konvergent durch den Zylinder laufenden Lichts kann hiermit auch die Einspritzung (hier Flüssigphase) beobachtet werden. Als Durchlichtmethode hat diese Messtechnik jedoch den grundsätzlichen Nachteil, entlang der Sichtlinie keine örtlich aufgelöste Information liefern

zu können. Die Vorteile überwiegen allerdings und liegen in der robusten und kostengünstigen Anwendung und der extrem hohen Zeitauflösung. Aus Schlierenbildern können, wie bereits an den Chemilumineszenzmessungen aufgezeigt, durch eine geeignete morphologische Bildverarbeitung quantitative Parameter, wie die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit, die verbrannte Querschnittsfläche sowie der Konvektionsvektor des Flammkerns bestimmen werden. Zur genaueren räumlichen Bestimmung des Flammenfortschritts könnte auch Negativ-LIF innerhalb einer Lichtschnittebene durchgeführt werden. Bei dieser Technik beobachtet man das aktive Hereinbrennen der Flamme in den fluoreszierenden Kraftstoff [273].

Ein Standardmesspunkt und eine Standardmessebene sollten in Absprache mit der Numerik etabliert werden. Alle dem IVG zur Verfügungen stehenden Messtechniken sowie die im Rahmen von Forschungsvorhaben an dem Versuchsträger eingesetzten Messverfahren würden dann unter identischen Betriebs- und Randbedingungen durchgeführt werden. Der wissenschaftliche Ertrag würde sich so ohne Einbußen in der Qualität der Ergebnisse vervielfachen. Zudem hätte die Grobstruktursimulation umfangreiche und konsistente Datensätze, die das Aggregat und den Zustand des Ladungsgemisches charakterisieren.

9 Zusammenfassung

Die Zielsetzung dieser Dissertation bestand in der innermotorischen Messung von Strömungsgeschwindigkeiten, Gasphasentemperaturfluktuationen sowie der frühen und späten Flammenausbreitung in einem optisch zugänglichen Einzylinder-Forschungsmotor. Zur übergreifenden Aufgabenstellung gehörte dabei ebenfalls die Implementierung und Weiterentwicklung laserbasierter quantitativer Messtechniken in der anspruchsvollen Messumgebung eines Verbrennungsmotors. Die Prüfstandsperipherie wurde abhängig vom Messverfahren und den angestrebten Einlassrandbedingungen im Vorfeld der Versuche angepasst und weiterentwickelt.

Direkt mit zyklischen Schwankungen assoziierte Einflussfaktoren wurden durch die eingesetzten bildgebenden Messtechniken und Auswertalgorithmen systematisch analysiert, um die Ursachen des stochastisch auftretenden Phänomens genauer zu durchleuchten. Neben detaillierten Untersuchungen, die parallel in die Validierung verschiedener Grobstruktursimulationen miteinflussen, standen aber auch experimentelle sowie messtechnische Problem- und Fragestellungen im Fokus der Ausarbeitung. Um einen konsistenten Abgleich zwischen Experimenten und Simulation zu schaffen wurde beispielsweise großer Wert auf die exakte Kenntnis der Randbedingungen gelegt. Im Folgenden werden die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse noch einmal kurz entlang der Kapitel zusammengefasst.

Die Ausbildung sowie der Zerfall turbulenter großskaliger Wirbelstrukturen wurden innerhalb der Einström- und Kompressionsphase für variierende Drehzahlen und Ventilhubes untersucht. Phasengekoppelte Geschwindigkeitsfelder wurden durch zwei-Komponenten Particle Image Velocimetry (PIV) in der zentralen Zylinderschnittebene des optisch zugänglichen Einzylinder-Forschungsmotors durchgeführt. Problemstellen konnten über die Standardabweichungen des Ensemblemittels für die frühe Einströmphase lokalisiert werden. Aufgrund der verdampfenden Seedingsubstanz (DEHS) konnten die Messungen bei kleinem Ventilhub (1,9 mm) nur bis zu einem Kurbelwellenwinkel von -60° KW belastbar ausgewertet werden. Qualitativ konnte die Ausbildung der für Ottomotoren charakteristischen Walzenströmung festgestellt werden, die jedoch schon in der frühen Kompressionsphase versiegt. Das Schwankungsniveau der Strömungsgeschwindigkeit lag dabei in der gleichen Größenordnung wie das Ensemblemittel.

Nachfolgende Untersuchungen in der gleichen Schnittebene unter Verwendung von Silikonöl ließen eine Messung des Strömungsfeldes über den Verdichtungstakt bis in den ZOT zu. Die durchgeführte Drehzahlvariation zeigte zwischen den Geschwindigkeitsfeldern eine nahezu identische Ausbildung des Strömungsfeldes. Geschwindigkeit und Schwankungsamplitude skalierten dabei linear mit der Drehzahl, ebenso wie der Turbulenzgrad bei ZOT. Aufgrund der abweichenden Steuerzeiten und Ventilhubes wurde hier jedoch ein deutlich geringeres Schwankungsniveau festgestellt, welches sich auf ungefähr 50–30% des Ensemblemittelwertes belief. Eine Proper Orthogonal Decomposition (POD) zeigte einen Anstieg der kinetischen Energie der ersten Mode über den Kompressionstakt.

Eine räumlich hochauflösende PIV-Analyse zum Einströmverhalten des Einlassjets zeigte ventilnahe Strömungseffekte und deren Einfluss auf die sich ausbildende globale Strömungsstruktur im Zylinder. Am stationären Strömungsprüfstand konnte dabei, entkoppelt von der Kinematik des Hubkolbens in der zentralen Einlassventilschnittebene, die Einschnürung und nachfolgende Strömungsablösung des Einlassjets am Ventil beobachtet werden. Mithilfe des experimentellen Aufbaus und der adaptierten Messtechnik konnten so belastbare Geschwindigkeitsfelder im Ventilspalt im Einzelschuss detektiert werden. Es wurde über eine geeignete Schwellwertbildung die räumliche Ausbildung kohärenter Strömungsstrukturen am Einlassventil untersucht und das integrale Längenmaß für die verschiedenen Betriebsbedingungen abgeschätzt. Eine POD-Analyse quantifizierte den prozentualen Energieanteil (RANS-Turbulenz) über die Modenverteilung und zeigte nur minimale Abweichungen in den ersten Moden. Des Weiteren wurde die Strömungskennzahl optisch ermittelt, wobei hier eine Korrelation mit der konventionellen Messung aufgezeigt werden konnte.

Experimente an einem (nahezu) baugleichen Acrylglaseinlassventil zeigten weiterhin das Potential einer besseren Ausleuchtung und den verknüpften Informationsgewinn im Ventilspalt auf, offenbarten jedoch auch damit einhergehende Herausforderungen.

Temperaturfluktuationen in der Gasphase wurden mithilfe laserinduzierter Fluoreszenz an Toluol im optischen Einzylinder bestimmt. Die gewählte Messebene entsprach dabei der bereits für die Strömungsmessungen genutzten Ebene. Die untersuchten Inhomogenitäten bildeten sich aufgrund von Wandwärmeübergang und Konvektion im Brennraum während des Kompressionstakts aus. Die Messungen wurden unter geschleppten Betriebsbedingungen in Stickstoff durchgeführt, der eingesetzte Tracer (Toluol) dabei in einem kleinen vorgelagerten Dämpfungsvolumen homogen der Ansaugluft beigemischt. Toluol wurde hier bei einer Wellenlänge von 248 nm angeregt, und die stark mit der Temperatur abfallende Fluoreszenz des Moleküls mithilfe einer ICCD-Kamera breitbandig detektiert. Zur Bestimmung der absoluten Zylinderinnentemperatur wurde der gemessene Druckverlauf unter Annahme einer isentropen Kompression abgeschätzt. Die Größenordnung des Signalabfalls bei zunehmender Temperatur deckte sich mit Literaturwerten, die in einer Hochdruck-Hochtemperaturmesszelle bestimmt wurden. Eine Kalibrierung des Fluoreszenzsignals ermöglichte es, räumliche Abweichungen in der Gasphasentemperatur gegenüber dem phasengekoppelten Zyklusmittel zu bestimmen. Die Messpräzision wurde dabei durch Lasermode- und Laserenergiefluktuation sowie Kamerarauschen auf 1,6 K im UT und 4 K im OT limitiert. Die Ergebnisse zeigten eine bevorzugte Bewegungsrichtung der detektierten Temperaturfluktuation innerhalb der Kompressionsphase auf. Zu Beginn des Kompressionstakts wurden meist kleine, gleichmäßig verteilte Inhomogenitäten im Zylinder beobachtet. Die Inhomogenitäten breiteten sich mit ansteigendem Kompressionsdruck in die Mitte des Brennraums aus und erhöhten sich zudem in ihrer Temperaturamplitude. Nahe des OTs orientierten sich die Inhomogenitäten dann vornehmlich in Richtung der Auslassventile und stiegen weiter in ihrem Temperaturdifferential. Die räumliche Struktur der wandnahen Fluktuationen unterscheidet sich dabei zwischen Zylinderkopf und Kolbenboden. Die im OT über den gesamten Bildbereich erhobene Standardabweichung (zwischen dem Ladungsgemisch an der Wand und der Brennraummitte) beträgt dabei 1,9% (9,2 K) und ist damit konsistent zu vergleichbaren Literaturwerten.

Zyklusaufgelöste Messungen des Oberflächentemperaturverlaufs zeigten unter geschleppten und gefeuerten Betriebsbedingungen die lokale Temperaturhistorie an zwei Messpunkten des Auslassventils. Der im Vorfeld charakterisierte und auf den Temperaturbereich abgestimmte Phosphor ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$) bildete während der thermographischen Messungen deutliche Abweichungen im räumlichen Temperaturverlauf am Auslassventil ab, die hier auf das lokale Strömungsfeld und dem damit verknüpften konvektiven Wärmetransport zurückgeführt wurden.

Im geschleppten Betrieb wurde ein mittleres Temperaturniveau von 360 K (im ZOT 365 K) festgestellt. Unter gefeuerten Betriebsbedingungen wurde an der Oberfläche eine mittlere Temperatur von 560 K und 610 K um den ZOT gemessen. Die quantifizierten Temperaturverläufe korrelierten dabei im Fall des geschleppten Betriebes mit dem Druckverlauf, im Fall des gefeuerten Betriebes mit dem Umsatzschwerpunkt. Kombinatorische Messungen der Oberflächentemperatur mittels Phosphorthermometrie und der relativen Gasphasentemperatur mittels Toluol-LIF konnten aufgrund chemischer (Phosphorschicht wurde durch Toluol angegriffen) sowie physikalischer (durch die hohe Energiedichte im Lichtschnitt) Zersetzung der Phosphorschicht nicht quantifiziert werden.

Über die zeitaufgelöste Messung der frühen Flammenausbreitung mittels Chemilumineszenz, konnten zyklische Schwankungen in der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit ortsaufgelöst bestimmt werden. Über eine geeignete Segmentierungsstrategie wurden quantitative Informationen zur räumlichen Ausbildung der Flammenfront, wie auch zur Ausbreitungsgeschwindigkeit über den Kurbelwinkelverlauf bestimmt. Die Synchronisation von Druck- und Bilddaten zeigte die bereits in der Literatur beschriebene Korrelation zwischen Ausbreitungsgeschwindigkeit und Brennverlauf.

Untersuchungen zur späten Flammenausbreitung deuteten ein aktives Hineinbrennen der Flammenfront in das Feuerstegvolumen des Transparentmotors an. Neufokussierung des Objektivs auf den Ringspalt, statt wie sonst

auf die Zündkerze, bestätigte die Vermutung, dass eine lumineszierende Front in den Spalt gedrückt wird. Eine Analyse basierend auf der empirischen Gleichung nach Ishizawa zur Bestimmung der Zwei-Wand-Löschdistanz, einer visuellen Beurteilung der lumineszierenden Grenzflächen sowie einer computergestützten Auswertung der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in Ringspalt, bestätigte die Vermutung eines aktiven Flammenfortschritts in das Feuerstegvolumen. Durch LES Rechnungen bei Kooperationspartnern, die den Reaktionsfortschritt ins Spaltvolumen in guter Übereinstimmung zum Experiment abbildeten, wurde über das Zu- bzw. Abschalten des Reaktionsterms im Feuerstegvolumen das aktive „Hineinbrennen“ zudem bestätigt.

Abschließend kann festgehalten, dass die eingesetzten berührungsfreien optischen Messtechniken (PIV, LIF und Chemilumineszenz) erneut ihr enormes Potential bei der Quantifizierung innermotorischer Zustandsgrößen unter Beweis stellen konnten. Trotz der rauen Messumgebung zeigten die angewendeten Verfahren ihre Fähigkeiten als robustes Werkzeug zur Untersuchung und Charakterisierung zyklischer Schwankungen auf. Dennoch gibt auf dem Gebiet der Verbrennungsdiagnostik weiterhin große Herausforderungen in der Optimierung und Weiterentwicklung der genutzten Messtechniken und eingesetzten Komponenten in Hinblick auf Kosten, Leistung, Lebensdauer und Baugröße. Aufgrund der immer strikter werdenden Abgasgesetzgebung steht in der Verbrennungsforschung auch zukünftig die Weiterentwicklung neuer Brennverfahren sowie die systematische Analyse zyklischer Schwankungen im Fokus.

Literaturverzeichnis

1. Heywood, J.B., *Internal Combustion Engine Fundamentals*. 1988, McGraw-Hill Book Company.
2. Gemeinschaft, R.d.E., *Richtlinie 70/220/EWG des Rates vom 20. März 1970 zur Angleichung der Rechtsvorschriften der Mitgliedstaaten über Maßnahmen gegen die Verunreinigung der Luft durch Emissionen von Kraftfahrzeugen (70/220/EWG)*. EG-Kfz-Abgase-Richtlinie, 1970.
3. Gemeinschaft, R.d.E., *Richtlinie 77/102/EWG*. EG-Kfz-Abgase-Richtlinie, 1976, Anhänge I-III, V, VII.
4. Gemeinschaft, R.d.E., *Richtlinie 88/436/EWG* EG-Kfz-Abgase-Richtlinie, 1988, Anhänge I, III, III A.
5. Nationen, V., *Protokoll von Kyoto zum Rahmenübereinkommen der Vereinten Nationen über Klimaänderungen*. Protokoll, 1997.
6. Rau, J., G. Schröder, J. Trittin, and J. Fischer, *Gesetz zu dem Protokoll von Kyoto vom 11. Dezember 1997 zum Rahmenübereinkommen der Vereinten Nationen über Klimaänderungen (Kyoto-Protokoll)*. Bundesgesetzblatt, 2002, **2**(16): p. 966-997.
7. Union, D.E.P.u.d.R.d.E., *Verordnung (EG) Nr. 715/2007 des Europäischen Parlament und des Rates*. Veröffentlichungsbedürftige Rechtsakte, die in Anwendung des EG-Vertrags/Euratom-Vertrags erlassen wurde, 2007.
8. Pischinger, F., *Motorische Verbrennung*. Abschlussbericht Sonderforschungsbereich 224, 2001, Aachen.
9. Yao, M., Z. Zheng, and H. Liu, *Progress and recent trends in homogeneous charge compression ignition (HCCI) engines*. Progress in Energy and Combustion Science, 2009, **35**(5): p. 398-437.
10. Sjöberg, M. and J.E. Dec, *Effects of Engine Speed, Fueling Rate, and Combustion Phasing on the Thermal Stratification Required to Limit HCCI Knocking Intensity*. SAE Technical Paper 2005-01-2125, 2005.
11. Van Basshuyssen, R., *Ottomotoren mit Direkteinspritzung*. Vol. 1, 2007, Wiesbaden: Vieweg.
12. Maas, U., R. Schiebl, J. Janicka, C. Schulz, S.A. Kaiser, A. Dreizler, U. Spicher, T. Koch, H. Kubach, C. Brücker, and C. Hasse, *Numerische Simulation und Validierung der Selbstzündung und Verbrennung II*. Forschungsfolgeantrag, 2012, Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V..
13. Aleiferis, P.G., A.M.K.P. Taylor, K. Ishii, and Y. Urata, *The nature of early flame development in a lean-burn stratified-charge spark-ignition engine*. Combustion and Flame, 2004, **136**(3): p. 283-302.
14. Lenz, H.P., *Gemischbildung bei Ottomotoren*. 1990, Vol. 6, Springer.
15. Merker, G., C. Schwarz, G. Stiesch, and F. Otto, *Verbrennungsmotoren - Simulation der Verbrennung und Schadstoffbildung*. 2006, Vol. 3, Teubner Verlag.
16. Patterson, D.J., *Cylinder Pressure Variations, A Fundamental Combustion Problem*. SAE Technical Paper 660129, 1966.
17. Müller, H., *Analyse des Verbrennungsablaufes im Ottomotor*. Berichte der Bunsengesellschaft für physikalische Chemie, 1983, **87**(11): p. 1058-1066.
18. Ozdor, N., M. Dulger, and E. Sher, *Cyclic Variability in Spark Ignition Engines A Literature Survey*. SAE Technical Paper 940987, 1994.
19. Vermorel, O., S. Richard, O. Colina, C. Angelberger, A. Benkenida, and D. Veynante, *Towards the understanding of cyclic variability in a spark ignited engine using multi-cycle LES*. Combustion and Flame, 2009, **156**(8): p. 1525-1541.
20. Daily, J.W., *Cycle-to-Cycle Variations: A Chaotic Process?* Combustion Science and Technology, 1988, **57**(4-6): p. 149-162.

21. Spicher, U., *Methoden zur Analyse der motorischen Verbrennung*. Karlsruhe.
22. Bargende, M., H.-K. Weining, P. Lautenschütz, and F. Altenschmidt, *Thermodynamik der neuen Mercedes-Benz drei Ventil-Doppelzündler V-Motoren*, in *Kraftwesen und Verbrennungsmotoren*. 1997, Expert Verlag.
23. Heywood, J.B., *Fluid Motion Within the Cylinder of Internal Combustion Engines—The 1986 Freeman Scholar Lecture*. Journal of Fluids Engineering, 1986, **109**(1): p. 3-35.
24. Khalighi, B., *Intake-Generated Swirl and Tumble Motions in a 4-Valve Engine with Various Intake Configurations-Flow Visualization and Particle Tracking Velocimetry*. SAE Technical Paper 900059, 1990.
25. Ekcian, A. and D.P. Hoult, *Flow Visualization Study of the Intake Process of an Internal Combustion Engine*. SAE Technical Paper 790095, 1979.
26. Hirotomi, T., I. Nagayama, S. Kobayashi, and M. Yamamasu, *Study of Induction Swirl in a Spark Ignition Engine*. SAE Technical Paper 810496, 1981.
27. Heywood, J.B., *Internal Combustion Engine Fundamentals*. 1988, McGraw-Hill Book Company, p. 326-330.
28. Reynolds, W.C., *Modeling of fluid motions in engines - an introductory overview in Combustion Modelling in Reciprocating Engines*. 1980, Plenum Press p. 69-124.
29. Tabaczynski, R.J., D.P. Hoult, and J.C. Keck, *High Reynolds number flow in a moving corner*. Journal of Fluid Mechanics, 1970, **42**(2): p. 249-255.
30. Daneshyar, H., D.E. Fuller, and B.E.L. Deckker, *Vortex motion induced by the piston of an internal combustion engine*. International Journal of Mechanical Sciences, 1973, **15**(5): p. 381-386.
31. Green, R.M. and L.D. Cloutman, *Planar LIF Observations of Unburned Fuel Escaping the Upper Ring-Land Crevice in an SI Engine*. SAE Technical Paper 970823, 1997.
32. Pope, S.B., *Turbulent Flows*. 2000, Vol. 1, Cambridge University Press.
33. Holmes, P., G. Berkooz, and J.L. Lumley, *Turbulence, Coherent Structures, Dynamical Systems and Symmetry*. 1998, Cambridge University Press.
34. Herwig, H. and T. Wenterodt, *Entropie für Ingenieure*. 2012, Vieweg+Teubner.
35. Imberdis, O., *Turbulent Flow Structures Induced by an Engine Intake Port*. 2009, Otto-von-Guericke-Universität, Magdeburg.
36. Champagne, F.H., *The fine-scale structure of the turbulent velocity field*. Journal of Fluid Mechanics, 1978, **86**(1): p. 67-108.
37. Kolmogorov, A.N., *Die lokale Struktur der Turbulenz in einer inkompressiblen zähen Flüssigkeit bei sehr großen Reynoldsschen Zahlen*. Dokl. Akad. Wiss. USSR, 1941, Vol. 30, p. 301-305.
38. Tennekes, H. and J.L. Lumley, *A First Course in Turbulence*. 1972, MIT Press.
39. Grassmann, P., F. Widmer, and H. Sinn, *Einführung in die thermische Verfahrenstechnik*. 1997, Vol. 3, De Gruyter.
40. Lefebvre, A.H., *Atomization and sprays*. 1989, Hemisphere Publishing Corporation.
41. Kendlbacher, C., *Verringerung der Schadstoffemissionen im Warmlauf durch Verbesserung der Gemischbildung bei Ottomotoren*. 1994, Wien.
42. Mundo, C., M. Sommerfeld, and C. Tropea, *Droplet-wall collisions: Experimental studies of the deformation and breakup process*. International Journal of Multiphase Flow, 1995, **21** (2): p. 151-173.
43. Wachters, L.H.J. and N.A.J. Westerling, *The heat transfer from a hot wall to impinging water drops in the spheroidal state*. Chemical Engineering Science, 1966, **21**(11): p. 1047-1056.
44. Rein, M., *Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces*. Fluid Dynamics Research, 1993, **12**(2): p. 61-93.
45. Nukiyama, S., *The maximum and minimum values of the heat Q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1966, **9**(12): p. 1419-1433.

46. Hutfließ, M., *Der Einfluß der Verdampfung des Ottokraftstoffes auf die Bildung koksartiger Ablagerungen auf Einlaßventilen*. MTZ Motorentechnische Zeitschrift, 1998, **59**(7-8): p. 424-429.
47. Law, C.K., *Recent Advances in Droplet Vaporization and Combustion*. Progress in Energy and Combustion Science, 1982, **8**(3): p. 171-201.
48. Makino, A. and C.K. Law, *On the Controlling Parameter in the Gasification Behavior of Multicomponent Droplets*. Combustion and Flame, 1988, **73**(3): p. 331-336.
49. Gokalp, I., C. Chauveau, H. Berrekam, and N.A. Ramos-Arroyo, *Vaporization of Miscible Binary Fuel Droplets under Laminar and Turbulent Convection Conditions*. Atomization and Sprays, 1994, **4**(6): p. 661-676.
50. Randolph, A.L., A. Makino, and C.K. Law, *Liquid-Phase Diffusional Resistance in Multi-component Droplet Gasification*. Proceedings of the Combustion Institute, 1986, **21**(1): p. 601-608.
51. Han, D. and R.R. Steeper, *Examination of Iso-octane/Ketone Mixtures for Quantitative LIF Measurements in DISI Engine*. SAE Technical Paper 2002-01-0837, 2002.
52. Zhang, R. and V. Sick, *Multi-Component Fuel Imaging in a Spray-Guided Spark-Ignition Direct-Injection Engine*. SAE Technical Paper 2007-01-1826, 2007.
53. Sirignano, W.A., *Fluid dynamics and transport of droplets and sprays*. 1999, Vol. 1, Cambridge, United Kingdom: Cambridge University Press.
54. Sirignano, W.A., *Fuel droplet vaporization and spray combustion theory*. Progress in Energy and Combustion Science, 1983, **9**(4): p. 291-322.
55. Davy, M.H., P.A. Williams, and R.W. Anderson, *Effects of Fuel Composition on Mixture Formation in a Firing Direct-Injection Spark-Ignition (DISI) Engine: An Experimental Study using Mie-Scattering and Planar Laser-Induced Fluorescence (PLIF) Techniques*. SAE Technical Paper 2000-01-1904, 2000.
56. Krämer, H., S. Einecke, C. Schulz, V. Sick, S.R. Nattrass, and J.S. Kitching, *Simultaneous Mapping of the Distribution of Different Fuel Volatility Classes Using Tracer-LIF Tomography in an IC Engine*. SAE Technical Paper 982467, 1998.
57. Tong, K., B.D. Quay, J.V. Zello, and D.A. Santavicca, *Fuel Volatility Effects on Mixture Prepa-ration and Performance in a GDI Engine during Cold Start*. SAE Technical Paper, 2001.
58. Albrecht, H., W.H. Bloss, W. Herden, R. Maly, B. Saggau, and E. Wagner, *New Aspects on Spark Ignition*. SAE Technical Paper, 1977.
59. Herweg, R. and R.R. Maly, *A Fundamental Model for Flame Kernel Formation in SI Engines*. SAE Technical Paper 922243, 1992.
60. Maly, R., *Spark Ignition: Its Physics and Effect on the Internal Combustion Engine*. Fuel Economy, 1984, Springer.
61. Pischinger, F., *Vorlesungsskript Verbrennungsmotoren I und II*. 1995, Rheinisch Westfälische Technische Hochschule, Aachen.
62. Conzelmann, G., *Über die Entflammung des Kraftstoffgemisches im Ottomotor*. Bosch Technische Berichte 1, 1966, Stuttgart, Bosch.
63. Pischinger, S., *Effects of spark plug design parameters on ignition and flame development in an SI-engine*. 1989, Cambridge, Boston.
64. Pischinger, S. and J.B. Heywood, *Einfluss der Zündkerze auf zyklische Verbrennungsschwankungen im Ottomotor*. Motorentechnische Zeitschrift, 1991, **52**: p. 82-92.
65. Hires, S.D., R.J. Tabaczynski, and J.M. Novak, *The Prediction of Ignition Delay and Combustion Intervals for a Homogeneous Charge Spark Ignition Engine*. SAE Technical Paper 780232, 1978.
66. Edwards, C.F., A.K. Oppenheim, and J.D. Dale, *A Comparative Study of Plasma Ignition Systems*. SAE Technical Paper 830479, 1983.

67. Aleiferis, P.G., A.M.K.P.T. Taylor, J.H. Whitelaw, K. Ishii, and Y. Urata, *Cyclic Variations of Initial Flame Kernel Growth in a Honda VTEC-E Lean-Burn*. SAE Technical Paper 2000-01-1207, 2000.
68. Kravchik, T., E. Sher, and J.B. Heywood, *From Spark Ignition to Flame Initiation*. Combustion Science and Technology, 1995, **108**(1-3): p. 1-30.
69. Pitt, P.L., R.M. Clements, and D.R. Topham, *The Early Phase of Spark Ignition*. Combustion Science and Technology, 1991, **78**(4-6): p. 289-314.
70. Müller, H. and K. Almstadt, *Die Entflammungsphase in Ottomotor: Beeinflussung durch Restgasanteil, Strömung, Temperatur und Dichte des Gemisches*. Motorentechnische Zeitschrift, 1985, **7**(8): p. 85.
71. Zeldovich, Y.B., V.B. Librovich, G.M. Makhviladze, and G.I. Sivashinsky, *On the development of detonation in a non-uniformly preheated gas*. Astronautica Acta, 1970, Vol. 15, Pergamon Press.
72. Onishi, S., S. Jo, K. Shoda, P. Jo, and S. Kato, *Active Thermo Atmospheric Combustion (ATAC) – A New Combustion Process for Internal Combustion Engines*. SAE Technical Paper 790501, 1979.
73. Metghalchi, M. and J.C. Keck, *Burning velocities of mixtures of air with methanol, isooctane, and indolene at high pressure and temperature*. Combustion and Flame, 1982, **48**: p. 191-210.
74. Damköhler, G., *Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammengeschwindigkeit in Gasgemischen*. Zeitschrift der Chemie, 1940, **46**(11): p. 601-626.
75. Dreizler, A. and B. Böhm, *Advanced laser diagnostics for an improved understanding of premixed flame-wall interactions*. Proceedings of the Combustion Institute, 2014.
76. Baby, X., A. Dupont, A. Ahmed, W. Deslandes, G. Charnay and M. Michard, *A New Methodology to Analyze Cycle-to-Cycle Aerodynamic Variations*. SAE Technical Paper 2002-01-2837, 2002.
77. Fischer, J., A. Velji, and U. Spicher, *Investigation in Cycle-to-Cycle Variations of In-Cylinder Processes in Gasoline Direct Injection Engines Operating With Variable Tumble Systems*. SAE Technical Paper 2004-01-0044, 2004.
78. Lumley, J.L., *The structure of inhomogeneous turbulent flows*. Atmospheric Turbulence and Wave Propagation, 1967, Moscow, p.166-178.
79. Matekunas, F.A., *Mode and measures of cyclic combustion variability*. SAE Technical Paper 830337, 1983.
80. Kantor, J.C., *A Dynamical Instability of Spark-Ignited Engines*. Science, 1984, p. 1233-1235
81. Yu, H.T.C., *Fuel Distribution Studies - A New Look at an old Problem*. SAE Technical Paper 630485, 1963, **71**: p. 596-613.
82. Soltau, J.P., *Cylinder Pressure Variations in Petrol Engines*. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers: Automobile Division, 1960, **14**(1): p. 99-117.
83. Broeze, J.J., *Combustion in Internal-Combustion Engines. II. The SI Engine*. 1950, University of Michigan.
84. Winsor, R.E. and D.J. Patterson, *Mixture Turbulence - A Key to Cyclic Combustion Variation*. SAE Technical Paper 730086, 1973.
85. Kyriakides, S.C. and A.R. Glove, *A study of the correlation between incylinder air motion and combustion in gasoline engines*. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering, 1989, **203**(185): p. 185-192.
86. Lee, J. and P.V. Farrell, *Intake Valve Flow Measurements of an IC Engine Using Particle Image Velocimetry*. SAE Technical Paper 930480, 1993.
87. Bicen, A.F., C. Vafidis, and J.H. Whitelaw, *Steady and Unsteady Airflow through the Intake Valve of Reciprocating Engine*. Journal of Fluids Engineering, 1985, **107**(3): p. 413-420.
88. Valentino, G., D. Kaufman, and P. Farrell, *Intake Valve Flow Measurements Using PIV*. SAE Technical Paper 932700, 1993.

89. Stansfield, P., G. Wigley, T. Justham, J. Catto, and G. Pitcher, *PIV analysis of in-cylinder flow structures over a range of realistic engine speeds*. *Experimental in Fluids*, 2007, **43**: p. 135-146.
90. Eichlseder, H., M. Klüting, and W.F. Piöck, *Grundlagen und Technologien des Ottomotors*. 2008, Springer.
91. Reuss, D.L., R.J. Adrian, C.C. Landreth, D.T. French, and T.D. Fansler, *Instantaneous Planar Measurements of Velocity and Large-Scale Vorticity and Strain Rate in an Engine Using Particle-Image Velocimetry*. SAE Technical Paper 890616, 1989.
92. Williams, F.A., *Combustion theory*. 1985: The Benjamin-Cummings Publishing Co. Inc.
93. Hill, P.G., *Cyclic variations and turbulence structure in spark-ignition engines*. *Combustion and Flame*, 1988, **72**(1): p. 73-89.
94. Reuss, D.L., M. Bardsley, P.G. Felton, C.C. Landreth, and R.J. Adrian, *Velocity, Vorticity, and Strain-Rate Ahead of a Flame Measured in an Engine Using Particle Image Velocimetry*. SAE Technical Paper 900053, 1990.
95. Enaux, B., V. Granet, O. Vermorel, C. Lacour, C. Pera, C. Angelberger, and T. Poinso, *LES study of cycle-to-cycle variations in a spark ignition engine*. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2011, **33**(2): p. 3115-3122.
96. Young, M.B., *Cyclic dispersion in the homogeneous-charge spark-ignition engine - A literature survey*. SAE Technical Paper 810020, 1981.
97. Chiriac, R. and N. Apostolescu, *Cyclic variability patterns in a spark ignition engine Fueled With LPG*. SAE Technical Paper 2004-01-1920, 2004.
98. Keck, J.C., J.B. Heywood, and G. Noske, *Early flame development and burning rates in spark ignition engines and their cyclic variability*. SAE Technical Paper 870164, 1987.
99. Jodocy, B., *Der Einfluss motorischer Parameter auf die Ladungshomogenität im Ottomotor*. 1990, Rheinisch Westfälische Technische Hochschule, Aachen.
100. Gessenhardt, C., *Endoskopische Untersuchung des Temperaturfeldes im Brennraum von Ottomotoren mittels laserinduzierter Fluoreszenz*, 2013, Duisburg-Essen, Duisburg.
101. Petty, G.W., *A First Course in Atmospheric Radiation*. 2006, Madison, Sundog Publishing.
102. Melling, A., *Tracer particles and seeding for particle image velocimetry*. *Measurement Science & Technology*, 1997, p. 1406-1416.
103. Dreizler, A., *Vorlesungsunterlagen Lasermesstechnik*. 2015, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt.
104. Raffel, M., C. Willert, S. Wereley, and J. Kompenhans, *Particle Image Velocimetry - A Practical Guide*. 2007, Springer.
105. Westerweel, J., *Digital particle image velocimetry: theory and application*. 1993, Delft University of Technology, Delft.
106. Demtröder, W., *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*. 2007, Vol. 5, Springer.
107. Eckbreth, A.C., *Laser diagnostics for combustion temperature and species*. *Combustion Science & Technology Book Series*, 1996, Vol. 3, Gordon and Breach Publishers.
108. Schulz, C. and V. Sick, *Tracer-LIF diagnostics: quantitative measurement of fuel concentration, temperature and fuel/air ratio in practical combustion systems*. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2005, **31**(1): p. 75-121.
109. Koban, W., *Photophysical characterization of toluene and 3-pentanone for quantitative imaging of fuel/air ratio and temperature in combustion systems*. 2005, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg.
110. Hugenschmidt, M., *Lasermesstechnik, Diagnostik der Kurzzeitphysik*. 2007, Springer.
111. Rossow, B., *Photophysical processes of organic fluorescent molecules and kerosene (applications to combustion engines)*. Institut des sciences moléculaires d'Orsay, 2011, Université de Paris-Sud, Ecole doctorale Chimie de Paris-Sud, Paris.
112. Koch, J.D., *Fuel Tracer Photophysics for Quantitative Planar Laser-Induced Fluorescence*. 2005, Stanford University, Stanford

113. Thurber, M.C., *Acetone laser-induced fluorescence for temperature and multiparameter imaging in gaseous flows*. 1999, Stanford University, Stanford.
114. Stern, O. and M. Volmer, *On the quenching-time of fluorescence*. Physikalische Zeitschrift, 1919, **20**: p. 183-188.
115. Einecke, S., C. Schulz, and V. Sick, *Measurement of temperature, fuel concentration and equivalence ratio fields using tracer LIF in IC engine combustion*. Applied Physics B, 2000, **71**(5): p. 717-723.
116. Kaiser, S.A., M. Schild, and C. Schulz, *Thermal stratification in an internal combustion engine due to wall heat transfer measured by laser-induced fluorescence*. Combustion Symposium, 2012, Elsevier.
117. Luong, M., R. Zhang, C. Schulz, and V. Sick, *Toluene laser-induced fluorescence for in-cylinder temperature imaging in internal combustion engines*. Applied Physics B, 2008, **91**(3-4): p. 669-675.
118. Dec, J.E., W. Hwang, and M. Sjöberg, *An Investigation of Thermal Stratification in HCCI Engines Using Chemiluminescence Imaging*. SAE Technical Paper 2006-01-1518, 2006.
119. Gessenhardt, C., C. Schulz, and S.A. Kaiser, *Endoscopic temperature imaging in a four-cylinder IC engine via two-color toluene fluorescence*. Proceedings of the Combustion Institute, 2015, **35**(3): p. 3697-3705.
120. Peterson, B., E. Baum, B. Böhm, V. Sick, and A. Dreizler, *High-speed PIV and LIF imaging of temperature stratification in an internal combustion engine*. Proceedings of the Combustion Institute, 2013, **34**(2): p. 3653-3660.
121. Rothamer, D.A., J.A. Snyder, R. K. Hanson, and R. R. Steeper, *Optimization of a tracer-based PLIF diagnostic for simultaneous imaging of EGR and temperature in IC engines*. Applied Physics B, 2009, **99**(1-2): p. 371-384.
122. Snyder, J., N. Dronniou, J.E. Dec, and R. Hanson, *PLIF Measurements of Thermal Stratification in an HCCI Engine under Fired Operation*. SAE Technical Paper 2011-01-1291, 2011.
123. Salazar, V.M., S.A. Kaiser, and F. Halter, *Optimizing Precision and Accuracy of Quantitative PLIF of Acetone as a Tracer for Hydrogen Fuel*. SAE Technical Paper, 2009.
124. Faust, S., M. Goschütz, S.A. Kaiser, T. Dreier, and C. Schulz, *A comparison of selected organic tracers for quantitative scalar imaging in the gas phase via laser-induced fluorescence*. Applied Physics B, 2014, **117**(1): p. 183-194.
125. Hartmann, M., I. Gushterova, M. Fikri, C. Schulz, and U. Maas, *Auto-ignition of toluene-doped n-heptane and iso-octane/air mixtures: High-pressure shock-tube experiments and kinetics modeling*. Combustion and Flame, 2011, **158**(1): p. 172-178.
126. Fikri, M., L.R. Cancino, M. Hartmann, and C. Schulz, *High-pressure shock-tube investigation of the impact of 3-pentanone on the ignition properties of primary reference fuels*. Proceedings of the Combustion Institute, 2013, **34**(1): p. 393-400.
127. Reboux, J., D. Puechberty, and F. Dionnet, *A New Approach of Planar Laser Induced Fluorescence Applied to Fuel/Air Ratio Measurement in the Compression Stroke of an Optical S.I. Engine*. SAE Technical Paper 941988, 1994.
128. Koban, W., J.D. Koch, R.K. Hanson, and C. Schulz, *Toluene LIF at elevated temperatures: implications for fuel-air ratio measurements*. Applied Physics B, 2005, **80**(2): p. 147-150.
129. Koban, W., J.D. Koch, V. Sick, N. Wermuth, R.K. Hanson, and C. Schulz, *Predicting LIF signal strength for toluene and 3-pentanone under engine-related temperature and pressure conditions*. Proceedings of the Combustion Institute, 2005, **30**(1): p. 1545-1553.
130. Koban, W., J.D. Koch, R.K. Hanson, and C. Schulz, *Oxygen quenching of toluene fluorescence at elevated temperatures*. Applied Physics B, 2005, **80**(6): p. 777-784.
131. Witzel, O., A. Klein, S. Wagner, C. Meffert, C. Schulz, and V. Ebert, *High Speed In-cylinder Laser Hygrometry for EGR Quantification Using a Wavelength Scanned Vertical Cavity*

- Surface Emitting Laser. Laser Applications to Chemical, Security and Environmental Analysis*, 2012, San Diego.
132. Witzel, O., A. Klein, S. Wagner, C. Meffert, C. Schulz, and V. Ebert, *High-speed tunable diode laser absorption spectroscopy for sampling-free in-cylinder water vapor concentration measurements in an optical IC engine*. Applied Physics B, 2012, **109**(3): p. 521-532.
 133. Witzel, O., A. Klein, C. Meffert, S. Wagner, S.A. Kaiser, and C. Schulz, *VCSEL-based, high-speed, in situ TDLAS for in-cylinder water vapor measurements in IC engines*. Optics Express, 2013, **21**(17): p. 19951-19965.
 134. Klein, A., C. Meffert, O. Witzel, C. Schulz, and V. Erbert, *In-situ Restgasquantifizierung mit Diodenlaser-Absorptionsspektroskopie*. Forschungsbericht, 2010, Universität Duisburg-Essen, Duisburg.
 135. Eichler, J. and H.J. Eichler, *Laser - Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. 2006, Vol. 6, Springer.
 136. Holst, G.C., *CCD Arrays, Cameras and Displays*. 1998, SPIE Optical Engineering Press.
 137. Litfin, G., *Technische Optik in der Praxis*. 2005, Springer, p. 201-208.
 138. Ruão, M., M. Costa, and M.G. Carvalho, *A NOx diagnostic system based on a spectral ultraviolet/visible imaging device*. Fuel, 1999, **78**(11): p. 1283-1292.
 139. LaVision, *Product-Manual - Flow Master for DaVis 8.1*. 2013, Göttingen.
 140. Holst, G.C. and T.S. Lomheim, *CMOS/CCD sensors and camera systems*. 2011, SPIE Press.
 141. Jähne, B., *Digitale Bildverarbeitung*. 2005, Springer, p. 21-27.
 142. Musculus, M.P.B., L.M. Pickett, and S.A. Kaiser, *Engines - Fundamentals*. Encyclopedia of automotive engineering, 2014.
 143. Bensing, D., *Aufbau eines optisch zugänglichen Einzylinder-Viertaktmotors und charakterisierende Messungen*. 2013, Universität Duisburg-Essen, Duisburg.
 144. Han, K.M., A. Velji, and U. Spicher, *A New Approach for Three-Dimensional High-Speed Combustion Diagnostics in Internal Combustion Engines*. SAE Technical Paper 2006-01-3315, 2006.
 145. Winklhofer, E., *Optical access and diagnostic techniques for internal combustion engine development*, Journal of Electronic Imaging. Journal of Electronic Imaging, 2001, **10**(3): p. 588-592.
 146. Maas, U., R. Schießl, J. Johannes, C. Schulz, T. Dreier, A. Dreizler, J. Brübach, U. Spicher, and H. Kubach, *Numerische Simulation und Validierung der Benzinselbstzündung I*. Projektantrag, 2008, Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V..
 147. Witzel, B., *Konstruktion optischer Zugänge an einem 4-Zylinder Serienmotor zur Durchführung laseroptischer Messungen mittels mikroinvasiver Endoskoptechnik*. 2007, Universität Duisburg-Essen, Duisburg.
 148. Wallner, T., S. Ciatti, and B. Bihari, *Investigation of Injection Parameters in a Hydrogen DI Engine Using an Endoscopic Access to the Combustion Chamber*. SAE Technical Paper 2007-01-1464, 2007.
 149. Goschütz, M., C. Schulz, and S.A. Kaiser, *Endoscopic Imaging of Early Flame Propagation in a Near-Production Engine*. SAE Technical Paper 2014-01-1178, 2014.
 150. Pauer, T., *Laseroptische Kammeruntersuchungen zur dieselmotorischen Hochdruckeinspritzung - Wirkkettenanalyse der Gemischbildung und Entflammung*. 2001, Stuttgart.
 151. Werlberger, P. and W.P. Cartellieri, *Fuel injection and Combustion Phenomena in a High Speed DI Diesel Engine Observed by Means of Endoscopic High Speed Photography*. SAE Technical Paper 870097, 1987.
 152. Drake, M.C., T.D. Fansler, A.S. Solomon, and G.A. Szekely, *Piston Fuel Films as a Source of Smoke and Hydrocarbon Emissions from a Wall-Controlled Spark-Ignited Direct-Injection Engine*. SAE Technical Paper 2003-01-0547, 2003.

153. Spicher, U., J. Reissing, J. M. Kech, and J. Gindele, *Gasoline Direct Injection (GDI) Engines - Development Potentialities*. 1999.
154. Richter, M., B. Axelsson, and M. Aldén, *Engine Diagnostics Using Laser Induced Fluorescence Signals Collected Through an Endoscopic Detection System*. SAE Technical Paper 982465, 1998.
155. Aktiengesellschaft, BMW, *Zeichnung des Zylinderkopfes des optischen Motors*. 2006, München.
156. List, A., *Handbuch Forschungsmotor 5811*. 2007, Graz.
157. Bowditch, F.W., *A New Tool for Combustion Research A Quartz Piston Engine*. SAE Technical Paper 610002, 1961.
158. Allen, J., D. Law, G. Pitcher, and P. Williams, *A New Optical Access Research Engine for Advanced Fuel Spray and Combustion Analysis Using Laser Based Diagnostics*. International Symposium on Automotive Technology and Automation, 2000, Dublin.
159. Richter, M., *Introduction to measurement techniques, Optical access to engines*, Eco-Engines Summer School, Präsentation, 2005, Paris.
160. Sick, V., M.C. Drake, and D. Todd, *High-speed imaging for direct-injection gasoline engine research and development*. Experiments in Fluids, 2010, **49**: p. 937-947.
161. Aleiferis, P.G., Y. Hardalupas, A.M.K.P. Taylor, K. Ishii, and Y. Urata, *Flame chemiluminescence studies of cyclic combustion variations and air-to-fuel ratio of the reacting mixture in a lean-burn stratified-charge spark-ignition engine*. Combustion and Flame, 2004, **136**(1-2): p. 72-90.
162. Marvin, C., *Observations of Flame in an Engine*. SAE Technical Paper, 1934.
163. Suntz, R., H. Becker, P. Monkhouse, and J. Wolfrum, *Two-dimensional visualization of the flame front in an internal combustion engine by laser-induced fluorescence of OH radicals*. Applied Physics B, 1988, **47**(4): p. 287-293.
164. Kock, B.F., B. Tribalet, C. Schulz, and P. Roth, *Two-color time-resolved LII applied to soot particle sizing in the cylinder of a Diesel engine*. Combustion and Flame, 2006, **147**(1-2): p. 79-92.
165. Wigger, S., H.-J. Füßer, D. Fuhrmann, C. Schulz, and S.A. Kaiser, *Quantitative two-dimensional measurement of oil film thickness by laser-induced fluorescence in a piston-ring model experiment*. Applied Optics (noch nicht veröffentlicht), 2015.
166. Kline, S.J., W.C. Reynolds, F.A. Schraubt, and P.W. Runstadlers., *The structure of turbulent boundary layers*. Journal of Fluid Mechanics, 1967, **30**(4): p. 741-773.
167. Witze, P.O., *A Critical Comparison of Hot-Wire Anemometry and Laser Doppler Velocimetry for I. C. Engine Applications*. SAE Technical Paper 800132, 1980.
168. Hinsch, K.D., *Particle Image Velocimetry in Speckle Metrology*. 1993, Marcel Dekker Inc.
169. Westerweel, J. and R.J. Adrian, *Particle Image Velocimetry*. Cambridge Aerospace Series, 2011, Delft, Cambridge University Press.
170. Kähler, C.J., *General design and operating rules for seeding atomisers*. International Symposium on Particle Image Velocimetry, 2003, Busan.
171. Kähler, C.J., B. Sammler, and J. Kompenhans, *Generation and control of tracer particles for optical flow investigations in air*. Experiments in Fluids, 2002, **33**(6): p. 736-742.
172. Dieter, J., R. Bremeyer, F. Hering, and B. Jähne, *Flow measurements close to the free air/sea interface*. 7th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, 1994, Lisbon.
173. Keane, R.D. and R.J. Adrian, *Optimization of particle image velocimeters. Part I: Double pulsed systems*. Measurement Science and Technology, 1990, **1**(11).
174. Vogt, A., P. Baumann, J. Kompenhans, and M. Gharib, *Investigations of a wing tip vortex in air by means of DPIV*. 19th Advanced Measurement and Ground Testing Technology Conference, 1996, New Orleans.

175. Willert, C., M. Raffel, J. Kompenhans, B. Stasicki, and C. Kähler, *Recent applications of particle image velocimetry in aerodynamic research*. Flow Measurement and Instrumentation - Optical Methods in Flow Measurement, 1997, **7**(3-4): p. 247-256.
176. Luong, M., W. Koban, and C. Schulz, *Novel strategies for imaging temperature distribution using Toluene LIF*. Journal of Physics: Conference Series, 2006, **45**(1): p. 133-139.
177. Bechmann, W. and J. Schmidt, *Struktur- und Stoffanalytik mit spektroskopischen Methoden*. Teubner Studienbücher Chemie. 2000, Vol. 1, Springer Vieweg.
178. Röder, M., T. Dreier, and C. Schulz, *Simultaneous measurement of localized heat-release with OH/CH₂O-LIF imaging and spatially integrated OH* chemiluminescence in turbulent swirl flames*. Proceedings of the Combustion Institute, 2013, **34**(2): p. 3549-3556.
179. Hardalupas, Y. and M. Orain, *Local measurements of the time-dependent heat release rate and equivalence ratio using chemiluminescent emission from a flame*. Combustion and Flame, 2004, **139**(3): p. 188-207.
180. Kröner, M., *Einfluss lokaler Löschvorgänge auf den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen*. 2003, Technische Universität München, München.
181. Block, B., H. Westphal, W. Oppermann, W. Hentschel, H. Henning, and I. Kutschera, *Optical Detection of the Combustion Produced by the Pre-Injected Fuel in a DI Diesel Engine*. SAE Technical Paper 2002-01-2267, 2002.
182. Stojkovic, B.D., T.D. Fansler, M.C. Drake, and V. Sick, *High-speed imaging of OH* and soot temperature and concentration in a stratified-charge direct-injection gasoline engine*. Proceedings of the Combustion Institute, 2005, **30**: p. 2657-2665.
183. Dec, J.E. and C. Espey, *Chemiluminescence Imaging of Autoignition in a DI Diesel Engine*. SAE Technical Paper 982685, 1998.
184. Chen, H., D.L. Reuss, and V. Sick, *On the use and interpretation of proper orthogonal decomposition of in-cylinder engine flows*. Measurement Science & Technology, 2012, **23**.
185. Chatterjee, A., *An introduction to the proper orthogonal decomposition*. Current Science, 2000, **78**(7): p. 808-817.
186. Liu, K. and D.C. Haworth, *Development and Assessment of POD for Analysis of Turbulent Flow in Piston Engines*. SAE Technical Paper 2011-01-0830, 2011.
187. Graftieaux, L., M. Michard, and N. Grosjea, *Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows*. Measurement Science and Technology, 2001, **12**(9): p. 1422-1429.
188. LaVision, *Product-Manual - Aerosol Generator*. 2007, Göttingen.
189. Topas, *Sicherheitsdatenblatt Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat (DEHS)*. 2008, Dresden.
190. DEHA, *Sicherheitsdatenblatt für DEHS*. Heimsheim.
191. Corning, D., *Sicherheitsdatenblatt Dow Corning 510 Fluid, 50 CST*. 2015.
192. Burgmann, S., N. Van der Schoot, C. Asbach, J. Wartmann, and R. Lindken, *Analysis of tracer particle characteristics for micro PIV in wall-bounded gas flows*. La Houille Blanche, 2011, **4**: p. 55-61.
193. Baum, E., B. Peterson, C. Surmann, D. Michaelis, B. Böhm, and A. Dreizler, *Tomographic PIV measurements in an IC engine*. 16th Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics. 2012, Lisbon.
194. Dynamics, D., *Liquid Seeder, 10 bar back pressure*. Produkthandbuch, 2008.
195. LaVision, *Product-Manual - Sheet Optics (divergent)*. 2009, Göttingen.
196. Adrian, R.J., *Dynamic ranges of velocity and spatial resolution of particle image velocimetry*. Measurement Science & Technology, 1997, **8**(12): p. 1393-1398.
197. Rask, R.B., *Comparison of window, smoothed-ensemble, and cycle-by-cycle data reduction techniques for laser Doppler anemometer measurements of in-cylinder velocity*. Fluid Mechanics of Combustion Systems, 1981, **1**: p. 11-20.

198. Liou, T.-M., M. Hall, D.A. Santavicca, and F.V. Bracc, *Laser Doppler Velocimetry Measurements in Valved and Ported Engines*. SAE Technical Paper 840375, 1984, p. 16.
199. Breitenberger, T., *Numerische Simulation der Benzinselbstzündung*, in *Fachgebiet für Energie- und Kraftwerkstechnik*. 2013, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, p. 134.
200. Buhl, S., *Systematische Untersuchung der Ladungswechselbewegung von Verbrennungskraftmaschinen im Teillastbetrieb*. 2012, Technische Universität Ilmenau, Ilmenau, p. 90.
201. Maas, U., R. Schießl, M.-S. Benzinger, J. Janicka, T. Breitenberger, C. Schulz, S.A. Kaiser, M. Schild, A. Dreizler, N. Fuhrmann, U. Spicher, and C. Dahnz, *Numerische Simulation und Validierung der Benzinselbstzündung*. Abschlussbericht, 2013, FVV. Vol. 1023, Frankfurt am Main, Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V..
202. Bopp, S., C. Vafidis, and J.H. Whitelaw, *The Effect of Engine Speed on the TDC Flowfield in a Motored Reciprocating Engine*. SAE Technical Paper 860023, 1986, p. 12.
203. Janas, P., A. Kempf, M. Schild, and S.A. Kaiser, *Numerical simulation of flame front propagation in a spark ignition engine*. ECM Conference Proceedings, 2013, Lund.
204. Hartmann, F., S. Buhl, F. Gleiss, P. Barth, M. Schild, S.A. Kaiser, and C. Hasse, *Spatially resolved Experimental and Numerical Investigation of the Flow through the Intake Port of an IC Engine*, in *LES4ICE*, O.G.S.a. Technology, 2015, Paris.
205. Imberdis, O., M. Hartmann, H. Bensler, L. Kapitza, and D. Thevenin, *A Numerical and Experimental Investigation of a DISI-Engine Intake Port Generated Turbulent Flow*. SAE Technical Paper 2007-01-4047, 2007.
206. Namazian, M., S. Hansen, E. Lyford-Pike, J. Sanchez-Barsse, J.B. Heywood, and J. Rife, *Schlieren Visualization of the Flow and Density Fields in the Cylinder of a Spark-Ignition Engine*. SAE Technical Paper 800044, 1980.
207. Weclas, M., A. Melling, and F. Durst, *Unsteady Intake Valve Gap Flows*. SAE Technical Paper 958477, 1995.
208. Weclas, M., M. Melling, and F. Durst, *Flow separation in the inlet gap of piston engines*. Progress in Energy and Combustion Science, 1998, **24**: p. 165-195.
209. Buecker, I., D.-C. Karhoff, M. Klaas, and W. Schroeder, *Stereoscopic multi-planar PIV measurements of in-cylinder tumbling flow*. Experimental in Fluids, 2012, p. 1993-2009.
210. Baum, E., B. Peterson, C. Surmann, D. Michaelis, B. Böhm, and A. Dreizler, *Investigation of the 3D flow field in an IC engine using tomographic PIV*. International Symposium on Combustion, 2012, Warsaw.
211. Voisine, M., L. Thomas, J. Borée, and P. Rey, *Spatio-temporal structure and cycle to cycle variations of an in-cylinder tumbling flow*. Experiments in Fluids, 2011, **50**(5): p. 1393.
212. Toledo, M.S., L. Le Penven, M. Buffat, A. Cadiou, and J. Padilla, *Large eddy simulation of the generation and breakdown of a tumbling flow*. International Journal of heat and fluid flow, 2007, **28**(1): p. 113-126.
213. Borée, J., S. Maurel, and R. Bazile, *Disruption of a compressed vortex* Physics of Fluids, 2002, **14**(7): p. 2543-2556.
214. Gleiss, F., *Development of a methodology for an improved comparability between PIV and CFD-simulation*. 2014, Technische Universität Bergakademie Freiberg, Freiberg, p. 93.
215. Seifarth, P., *Bestimmung der Strömungsbeiwerte eines Einzylinder-Verbrennungsmotors und Weiterentwicklung eines eindimensionalen Simulationsmodells in GT-Power*. 2013, Universität Duisburg-Essen, Duisburg.
216. Wieneke, B. and K. Pfeiffer, *Adaptive PIV with variable interrogation window size and shape*. International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, 2010. Lisbon, Portugal.
217. Wille, R. and H. Fernholz, *Report on the first European Mechanics Colloquium, on the Coanda effect*. Journal of Fluid Mechanics, 1965, **23**(4): p. 801- 819.

218. Rajaratnam, N., *Turbulent Jets*. Developments in Water Science, 1976, Amsterdam, Elsevier Scientific Publishing Company.
219. Förthmann, E., *Über turbulente Strahlausbreitung*. Ingenieur Archiv, 1934, **5**(1): p. 42-54.
220. Abramovich, G.N., T.A. Girshovich, S.Iu. Krasheninnikov, A.N. Sekundov, and I.P. Smirnova, *The theory of turbulent jets*. 1984, Vol. 2, Moscow, Izdatel'stvo Nauka.
221. Van der Hegge Zijnen, B.G., *Measurements of the velocity distribution in a plane turbulent jet of air*. Applied Scientific Research, 1958, **7**(4): p. 256-276.
222. Ikegami, M., M. Shioji, and K. Nishimoto, *Turbulence Intensity and Spatial Integral Scale During Compression and Expansion Strokes in a Four-Cycle Reciprocating Engine*. SAE Technical Paper 870372, 1987.
223. Schreiner, K., *Basiswissen Verbrennungsmotoren*. 2015, Vol. 2, Wiesbaden, Springer Vieweg.
224. Küntscher, V. and W. Hofmann, *Kraftfahrzeugmotoren: Auslegung und Konstruktion*. 2006, Vol. 4, Vogel Business Media.
225. Reisacher, J., *Stationäre Untersuchungen an Auslasskanälen*. MAN-Forschungsheft, 1958, **8**: p. 89-97.
226. Kranz, P., *Messung des Strömungsvorgangs im Ventilsplatt im stationär durchströmten Zylinderkopf mittels Particle Image Velocimetry (PIV)*. 2014, Universität Duisburg-Essen, Duisburg.
227. Demtröder, W., *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*. 2009, Vol. 5, Springer.
228. Wagner, U., R. Anca, A. Velji, and U. Spicher, *An Experimental Study of Homogeneous Charge Compression Ignition (HCCI) with Various Compression Ratios, Intake Air Temperatures and Fuels with Port and Direct Fuel Injection*. SAE Technical Paper 2003-01-2293, 2003.
229. Babajimopoulos, A., G.A. Lavoie, and D.N. Assanis, *Modeling HCCI Combustion With High Levels of Residual Gas Fraction - A Comparison of Two VVA Strategies*. SAE Technical Paper 2003-01-3220, 2003.
230. Chang, J., O. Güralp, Z. Filipi, D.N. Assanis, T.-W. Kuo, P.M. Najt, and R.B. Rask, *New Heat Transfer Correlation for an HCCI Engine Derived from Measurements of Instantaneous Surface Heat Flux*. SAE Technical Paper 2004-01-2996, 2004.
231. Chang, J., Z. Filipi, T.-W. Kuo, D.N. Assanis, P.M. Najt, and R.B. Rask, *Investigation of Mixture Preparation Effects on Gasoline HCCI Combustion Aided by Measurements of Wall Heat Flux*. ASME 2007 Internal Combustion Engine Division Fall Technical Conference, 2007.
232. Lawler, B., J. Lacey, N. Dronniou, J. Dernote, J.E. Dec, O. Guralp, P.M. Najt, and Z. Filipi, *Refinement and Validation of the Thermal Stratification Analysis: A post-processing methodology for determining temperature distributions in an experimental HCCI engine*. SAE Technical Paper 2014-01-1276, 2014.
233. Lawler, B., *A Methodology for assessing thermal stratification in an HCCI Engine and understanding the impact of engine design and operating conditions*. 2013, University of Michigan, Ann Arbor.
234. Assanis, D.N. and F. Friedmann, *A Telemetry Linkage System for Piston Temperature Measurements in a Diesel Engine*. SAE Technical Paper 910299, 1991.
235. Woschni, G., *A Universally Applicable Equation for the Instantaneous Heat Transfer Coefficient in the Internal Combustion Engine*. SAE Technical Paper 670931, 1967.
236. Chang, J., Z. Filipi, D.N. Assanis, T.-W. Kuo, P.M. Najt, and R.B. Rask, *Characterizing the Thermal Sensitivity of a Gasoline Homogeneous Charge Compression Ignition Engine with Measurements of Instantaneous Wall Temperature and Heat Flux*. International Journal of Engine Research, 2005.
237. Güralp, O., M. Hoffman, D.N. Assanis, Z. Filipi, T.-W. Kuo, P.M. Najt, and R. Rask, *Thermal Characterization of Combustion Chamber Deposits on the HCCI Engine Piston and Cylinder*

- Head Using Instantaneous Temperature Measurements*. SAE Technical Paper 2009-01-0668, 2009.
238. Güralp, O., M. Hoffman, D.N. Assanis, Z. Filipi, T.-W. Kuo, P.M. Najt, and R.B. Rask, *Characterizing the Effect of Combustion Chamber Deposits on a Gasoline HCCI Engine*. SAE Technical Paper 2006-01-3277, 2006.
239. Manente, V., B. Johansson, and W. Cannella, *Gasoline partially premixed combustion, the future of internal combustion engines?* International Journal of Engine Research, 2011, **12**(3): p. 194-208.
240. Dec, J.E. and Y. Yang, *Boosted HCCI for High Power without Engine Knock and with Ultra-Low NOx Emissions - using Conventional Gasoline*. SAE Technical Paper 2010-01-1086, 2010.
241. Yang, Y., J.E. Dec, N. Dronniou, and M. Sjöberg, *Tailoring HCCI heat-release rates with partial fuel stratification: Comparison of two-stage and single-stage-ignition fuels*. Proceedings of the Combustion Institute, 2011, **33**(2): p. 3047-3055.
242. Dec, J.E., Y. Yang, and N. Dronniou, *Boosted HCCI - Controlling Pressure-Rise Rates for Performance Improvements using Partial Fuel Stratification with Conventional Gasoline*. SAE Technical Paper 2011-01-0897, 2011.
243. Amano, T., S. Morimoto, and Y. Kawabata, *Modeling of the Effect of Air/Fuel Ratio and Temperature Distribution on HCCI Engines*. SAE Technical Paper 2001-01-1024, 2001.
244. Herold, R.E., D.E. Foster, J.B. Ghandhi, R.J. Iverson, J.A. Eng, and P.M. Najt, *Fuel unmixedness effects in a gasoline homogeneous charge compression ignition engine*. International Journal of Engine Research, 2007, **8**(3): p. 241-257.
245. Kokjohn, S.L., R.M. Hanson, D.A. Splitter, and R.D. Reitz, *Fuel reactivity controlled compression ignition (RCCI): a pathway to controlled high-efficiency clean combustion*. International Journal of Engine Research, 2011, **12**(3): p. 209-226.
246. Kakuho, A., M. Nagamine, Y. Amenomori, T. Urushihara, and T. Itoh, *In-Cylinder Temperature Distribution Measurement and Its Application to HCCI Combustion*. SAE Technical Paper 2006-01-1202, 2006.
247. Krasselt, J., D.E. Foster, J.B. Ghandhi, R.E. Herold, D.L. Reuss, and P.M. Najt, *Investigations into the Effects of Thermal and Compositional Stratification on HCCI Combustion – Part I: Metal Engine Results*. SAE Technical Paper 2009-01-1105, 2009.
248. Herold, R.E., J.M. Krasselt, D.E. Foster, J.B. Ghandhi, D.L. Reuss, and P.M. Najt, *Investigations into the Effects of Thermal and Compositional Stratification on HCCI Combustion – Part II: Optical Engine Results*. SAE Technical Paper 2009-01-1106, 2009.
249. Lim, O.T., H. Nakano, and N. Iida, *The Research About the Effects of Thermal Stratification on n-Heptane/iso-Octane-Air Mixture HCCI Combustion Using a Rapid Compression Machine*. SAE Technical Paper 2006-01-3319, 2006.
250. Sjöberg, M., J.E. Dec, and N.P. Cernansky, *Potential of Thermal Stratification and Combustion Retard for Reducing Pressure-Rise Rates in HCCI Engines, Based on Multi-Zone Modeling and Experiments*. SAE Technical Paper 2005-01-0113, 2005.
251. Weikl, M.C., F. Beyrau, and A. Leipertz, *Simultaneous temperature and exhaust-gas recirculation-measurements in a homogeneous charge-compression ignition engine by use of pure rotational coherent anti-Stokes Raman spectroscopy*. Applied Optics, 2006, **45**(15): p. 3546-3651.
252. Pyun, S.H., J.M. Porter, J.B. Jeffries, R.K. Hanson, J.C. Montoya, M.G. Allen, and K.R. Sholes, *Two-color-absorption sensor for time-resolved measurements of gasoline concentration and temperature*. Applied Optics, 2009, **48**(33): p. 6492-6500.
253. Koban, W., J. D. Koch, R.K. Hanson, and C. Schulz, *Absorption and fluorescence of toluene vapor at elevated temperatures*. Physical Chemistry Chemical Physics 2004, **6**(11): p. 2940-2945.

254. Kaiser, S.A. and M.B. Long, *Quantitative planar laser-induced fluorescence of naphthalenes as fuel tracers*. Proceedings of the Combustion Institute, 2005, **30**(1): p. 1555-1563.
255. Thurber, M.C., F. Grisch, and R.K. Hanson, *Temperature imaging with single- and dual-wavelength acetone planar laser-induced fluorescence*. Optics Letters, 1997, **22**(4): p. 251-253.
256. Kühni, M., C. Morin, and P. Guibert, *Fluoranthene laser-induced fluorescence at elevated temperatures and pressures: implications for temperature-imaging diagnostics*. Applied Physics B, 2011, **102**(3): p. 659-671.
257. Fitzgerald, R.P., R. Steeper, J. Snyder, R. Hanson, and R. Hessel, *Determination of Cycle Temperatures and Residual Gas Fraction for HCCI Negative Valve Overlap Operation*. SAE Technical Paper 2010-01-0343, 2010.
258. Fujikawa, T., K. Fukui, Y. Hattori, and K. Akihama, *2-D Temperature Measurements of Unburned Gas Mixture in an Engine by Two-line Excitation LIF Technique*. SAE Technical Paper 2006-01-3336, 2006.
259. Löffler, M., F. Beyrau, and A. Leipertz, *Acetone laser-induced fluorescence behavior for the simultaneous quantification of temperature and residual gas distribution in fired spark-ignition engines*. Applied Optics, 2010, **49**(1): p. 37-49.
260. Dec, J. and W. Hwang, *Characterizing the Development of Thermal Stratification in an HCCI Engine Using Planar-Imaging Thermometry*. SAE Technical Paper 2009-01-0650, 2009.
261. Andrae, J.C.G., T. Brinck, and G.T. Kalghatgi, *HCCI experiments with toluene reference fuels modeled by a semidetained chemical kinetic model*. Combustion and Flame, 2008, **155**(4): p. 696-712.
262. Peterson, B., E. Baum, B. Böhm, V. Sick, and A. Dreizler, *Spray-induced temperature stratification dynamics in a gasoline direct-injection engine*. Proceedings of the Combustion Institute, 2015, **35**(3): p. 2923-2931.
263. Zimmermann, F.P., W. Koban, C.M. Roth, D.-K. Hertel, and C. Schulz, *Fluorescence lifetime of gas-phase toluene at elevated temperatures*. Chemical Physics Letters, 2006, **426**(4-6): p. 248-251.
264. Strozzi, C., J. Sotton, A. Mura, and M. Bellenoue, *Characterization of a two-dimensional temperature field within a rapid compression machine using a toluene planar laser-induced fluorescence imaging technique*. Measurement Science and Technology, 2009, **20**(12).
265. Devillers, R., G. Bruneaux, and C. Schulz, *Investigation of toluene LIF at high pressure and high temperature in an optical engine*. Applied Physics B, 2009, **96**(4): p. 735-739.
266. Gronki, J., *Quantitative Visualisierung der Gemischbildung, Verbrennung und Schadstoffbildung eines Dieselsprays in einer Hochtemperatur-Hochdruck-Zelle durch multiple mehrdimensionale Laserdiagnostik*. 2003, Ruprecht-Karls Universität, Heidelberg.
267. Pfadler, S., F. Beyrau, M. Löffler, and A. Leipertz, *Application of a beam homogenizer to planar laser diagnostics*. Optics Express, 2006, **14**(22): p. 10171-10180.
268. Fuhrmann, N., M. Schild, D. Bensing, S.A. Kaiser, C. Schulz, J. Brübach, and A. Dreizler, *Two-dimensional cycle-resolved exhaust valve temperature measurements in an optically accessible internal combustion engine using thermographic phosphors*. Applied Physics B, 2012, **106**(4): p. 945-951.
269. Fuhrmann, N., *Phosphor Thermometrie zur Bestimmung von Oberflächentemperaturen in Verbrennungsmotoren*. Technische Universität Darmstadt, Darmstadt.
270. Dahms, R.N., M.C. Drake, T.D. Fansler, T.-W. Kuo, and N. Peters, *Understanding ignition processes in spray-guided gasoline engines using high-speed imaging and the extended spark-ignition model SparkCIMM. Part A: Spark channel processes and the turbulent flame front propagation*. Combustion and Flame, 2011, **158**(11): p. 2229-2244.
271. Collin, R., J. Nygren, M. Richter, M. Aldén, L. Hildingsson, and B. Johansson, *Simultaneous OH- and Formaldehyde-LIF Measurements in an HCCI Engine*. SAE Technical Paper 2003-01-3218, 2003.

- 272. Müller, S.H.R., B. Böhm, M. Gleißner, S. Arndt, and A. Dreizler, *Analysis of the temporal flame kernel development in an optically accessible IC engine using high-speed OH-PLIF*. Applied physics B, 2010, **100**(3): p. 447-452.
- 273. Hultqvist, A., M. Christensen, B. Johansson, M. Richter, J. Nygren, J. Hult, and M. Aldén, *The HCCI Combustion Process in a Single Cycle-High-Speed Fuel Tracer Lif and Chemiluminescence Imaging*. SAE Technical Paper 2002-01-0424, 2002.
- 274. Kaiser, S.A., V.M. Salazar, and A.A. Hoops, *Schlieren measurements in the round cylinder of an optically accessible internal combustion engine*. Applied Optics, 2013, **52**(14): p. 3433-3443.
- 275. Salazar, V. and S.A. Kaiser, *Influence of the flow field on flame propagation in a hydrogen-fueled internal combustion engine*. SAE Technical Paper 2011-24-0098, 2011.
- 276. Goschütz, M., M. Schild, S. Shawal, C. Schulz, and S.A. Kaiser, *Comparison of flame-front visualization in internal combustion engines using different imaging systems via endoscopic and full optical access*. European Combustion Meeting, 2015, Budapest.
- 277. Otsu, N., *A Threshold selection method from grey-level histograms*. IEEE transactions on systems, man, and cybernetics, 1997, **9**(1).
- 278. Foucher, F. and C. Mounaïm-Rousselle, *Fractal approach to the evaluation of burning rates in the vicinity of the piston in a spark-ignition engine*. Combustion and Flame, 2005, **143**(3): p. 323-332.
- 279. Liu, K., A.A. Burluka, and C.G.W. Sheppard, *Turbulent flame and mass burning rate in a spark ignition engine*. Fuel, 2013, **107**: p. 202-208.
- 280. Breuser, E., *Ottomotor-Management: Systeme und Komponenten*. Bosch Fachinformation Automobil, ed. R.B. GmbH, 2005, Vol. 3, Wiesbaden, Vieweg+Teubner Verlag.
- 281. Janas, P., M.D. Ribeiro, A. Kempf, M. Schild, and S.A. Kaiser, *Penetration of the flame into the top-land crevice – Large-eddy simulation and experimental high-speed visualization*. SAE Technical Paper 2015-01-1907, 2015.
- 282. Alkidas, A.C., *Combustion-chamber crevices: the major source of engine-out hydrocarbon emissions under fully warmed conditions*. Progress in Energy and Combustion Science, 1999, **25**.
- 283. Wentworth, J.T., *The piston crevice volume effect on exhaust hydrocarbon emission*. Combustion Science and Technology, 1971, **4**.
- 284. Boam, D.J., I.C. Finlay, T.W. Biddulph, T.A. Ma, R. Lee, S.H. Richardson, J. Bloomfield, J.A. Green, S. Wallace, W.A. Woods, and P. Brown, *The Sources of Unburnt Hydrocarbon Emissions from Spark Ignition Engines during Cold Starts and Warm-Up*. Transportation Science & Technology, 1994.
- 285. Haskell, W.W. and C.E. Legate, *Exhaust Hydrocarbon Emissions from Gasoline Engines – Surface Phenomena*. SAE Technical Paper 720255, 1972.
- 286. Todsen, U., *Verbrennungsmotoren*. 2012, Carl Hanser Verlag GmbH & Co. KG.
- 287. Köhler, E. and R. Flierl, *Verbrennungsmotoren: Motormechanik, Berechnung und Auslegung des Hubkolbenmotors*. 2011, Vol. 6, Vieweg+Teubner Verlag.
- 288. Yoshida, M., *Einfluss der Spaltgeometrie am Feuersteg des Kolbens auf die Kohlenwasserstoffemissionen bei einem Ottomotor*. Motorentechnische Zeitschrift, 1980, **41**: p. 93-95; p. 163-171.
- 289. Goolsby, A.D. and W.W. Haskell, *Flame-quench distance measurements in a CFR engine*. Combustion and Flame, 1976, **26**.
- 290. Ishizawa, S., *An experimental study on quenching crevice widths in the combustion chamber of a spark-ignition engine*. Proceedings of the Combustion Institute, 1996, **26**: p. 2605-2611.
- 291. Friedman, R. and W.C. Johnston, *The Wall-Quenching of Laminar Propane Flames as a Function of Pressure, Temperature, and Air-Fuel Ratio*. Journal of Applied Physics, 1950, **21**.

-
292. Daniel, W.A., *Flame quenching at the walls of an internal combustion engine*. Proceedings of the Combustion Institute, 1957, **6**: p. 886-894.
293. Sterlepper, J., H.-J. Neußer, and H. Ruhland, *HC-Emissions of SI Engines - Optical Investigation of Flame Propagations in Piston Top Land Crevice*. SAE Technical Paper 941994, 1994.
294. Enaux, B., V. Granet, O. Vermorel, C. Lacour, L. Thobois, V. Dugué, and T. Poinso, *Large Eddy Simulation of a Motored Single-Cylinder Piston Engine: Numerical Strategies and Validation*. Flow, Turbulence and Combustion, 2011, **86**(2): p. 153-177.
295. Richard, S., O. Colin, O. Vermorel, A. Benkenida, C. Angelberger, and D. Veynante, *Towards large eddy simulation of combustion in spark ignition engines*. Proceedings of the Combustion Institute, 2007, **31**(2): p. 3059-3066.
296. Drake, M.C. and D.C. Haworth, *Advanced gasoline engine development using optical diagnostics and numerical modeling*. Proceedings of the Combustion Institute, 2007, **31**(1): p. 99-124.
297. Westbrook, C.K., Y. Mizobuchi, T.J. Poinso, P.J. Smith, and J. Warnatz, *Computational combustion*. Proceedings of the Combustion Institute, 2005, **2005**(1): p. 125-157.
298. Chauvy, M., B. Delhom, J. Reveillon and F.-X. Demoulin, *Flame/Wall Interactions: Laminar Study of Unburnt HC Formation*. Flow, Turbulence and Combustion, 2010, **84**(3).
299. Zhang, Y.Z., E.H. Kung, and D.C. Haworth, *A PDF method for multidimensional modeling of HCCI engine combustion: effects of turbulence/chemistry interactions on ignition timing and emissions*. Proceedings of the Combustion Institute, 2005, **30**(2): p. 2763-2771.
300. Aceves, S.M., D.L. Flowers, F. Espinosa-Loza, J. Martinez-Frias, J.E. Dec, M. Sjöberg, R. W. Dibble, and R.P. Hessel, *Spatial Analysis of Emissions Sources for HCCI Combustion at Low Loads Using a Multi-Zone Model*. SAE Technical Paper 2004-01-1910, 2004.
301. Tan, S.M., H.K. Ng, and S. Gan, *CFD modelling of soot entrainment via thermophoretic deposition and crevice flow in a diesel engine*. Journal of Aerosol Science, 2013, **66**: p. 83-95.
302. Wu, K.-C. and S. Hochgreb, *Numerical Simulation of Post-Flame Oxidation of Hydrocarbons in Spark Ignition Engines*. SAE Technical Paper 970886, 1997.
303. Rakopoulos, C.D., G.M. Kosmadakis, A.M. Dimaratos, and E.G. Pariotis, *Investigating the effect of crevice flow on internal combustion engines using a new simple crevice model implemented in a CFD code*. Applied Energy, 2011, **88**(1): p. 111-126.
304. Kosmadakis, G.M., E.G. Pariotis, and C.D. Rakopoulos, *Heat transfer and crevice flow in a hydrogen-fueled spark-ignition engine: Effect on the engine performance and NO exhaust emissions*. International Journal of Hydrogen Energy, 2013, **38**(18): p. 7477-7489.